Die inelastische und elastische Streuung von Protonen an komplexen Kernen bei einer Energie von 27 GeV.

von

HARRO GÖING

1962

Die inelastische und elastische Streuung von Protonen an komplexen Kernen bei einer Energie von 27 GeV.

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Harro Göing

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Berichterstatter: Prof. Dr. W. Heisenberg

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Dezember 1962

Fotodruck: Mikrokopie G.m.b.H. München 2, Weinstr. 4

Die inelastische und elastische Streuung von Protonen an komplexen Kernen bei einer Energie von 27 GeV.

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung
II. Der Protonenstrahl
III. Das Experiment
IV. Auswertung der Ergebnisse
A) Inelastische Streuung
1) Durchmusterung der Platten und Auswahl der Ereignisse
2) Unterscheidung von "geraden" und "ungeraden" Ereignissen, Multiplizität
3) Art der erzeugten Teilchen
4) Kinematik und Modellvorstellungen
a) Kinematik
b) Modelle zur Teilchenerzeugung
5) Experimentelle Ergebnisse
a) Die differentiellen Winkelverteilungen
a_1) Diskussion und Separierung der Nukleonen
b) Die integralen Winkelverteilungen
b_1) Diskussion und Vergleich mit der Theorie
c) die Inelastizität
d) Der Transversalimpuls der Nukleonen
B. Elastische Streuung
1) Die Meßmethode
2) Ergebnisse und Korrekturen
3) Theoretische Überlegungen
4) Anwendung der Theorie auf die experimentellen Ergebnisse und Diskussion

V. Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Danksagung

Lebenslauf

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

I. Einleitung

Es soll die Vielfacherzeugung von Mesonen und die elastische Streuung von Protonen an Kernen der Photoemulsion untersucht werden. Unter "Vielfacherzeugung" versteht man hier die Reaktion:

$$\text{Proton} + \text{Nukleon} \rightarrow \text{Nukleon} + \text{Nukleon} + \sum_i k_i \cdot \pi_i$$

wobei π_i für die neuerzeugten Teilchen der Sorte i steht. Der Energiesatz fordert, daß zur Erzeugung von k Teilchen der Masse m mindestens die Energie aufgewandt werden muß, die der Masse k x m entspricht. Man ist also bei diesen Reaktionen auf eine hohe Energie angewiesen. Im vorliegenden Fall ist sie so hoch, daß theoretisch alle bekannten Elementarteilchen erzeugt werden können. Wir kommen unten darauf zu sprechen, warum es dennoch im Wesentlichen nur π-Mesonen sind. Bei 6,2 GeV (Bevatron in Berkeley) haben sich unter anderen R. M. Kalbach et al.[1] mit diesen Prozessen beschäftigt. Bei einer Primärenergie von 9 GeV (Dubna) sind die Arbeiten von N. T. Bogachev et al.[2] über die inelastische Streuung und von B. P. Bannik et al.[3] über die elastische Streuung zu nennen. Wichtig in diesem Zusammenhang ist auch ein zusammenfassender Bericht von S. A. Azimor et al. in "Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energie Physics at Rochester", Seite 91 [4] und " The Aix-En-Provence International Conference on Elementary Particles, Vol. I, J (1961)" [5]. Wollte man solche Prozesse bei noch höheren Energien studieren, so stand bis Anfang 1960 nur die kosmische Strahlung als Energiequelle zur Verfügung. Diese besitzt für solche Experimente jedoch hauptsächlich drei Nachteile:

1.) Ein Massenspektrum
2.) Ein breites, nur schlecht auszumessendes Energiespektrum
3.) Sehr geringe Intensität

Trotzdem sind zur Vielfacherzeugung bei höchsten Energien eine Reihe von Arbeiten gemacht worden. Hier sollen nur zwei große zusammenfassende Berichte genannt werden. W. Heisenberg: Kosmische Strahlung / Springer-Verlag und L. v. Lindern: Über die Mesonen-Vielfacherzeugung bei Nukleon-Stößen hoher Energie (Dissertation München 1961).

Über die elastische Wechselwirkung:

Proton + Kern → Proton + Kern

ist wegen der geringen Wirkungsquerschnitte und der geringen Intensität der Primärkomponente nur sehr wenig bekannt. Hier schließt nun der Bau des 30 GeV Protonen-Synchrotons in Genf eine Lücke.

II. Der Protonenstrahl

Nach der Inbetriebnahme des Genfer Protonensynchrotons entdeckten B. Dayton et al.[6] mit Hilfe von Kernspurplatten einen gut fokussierten Strahl ionisierender Teilchen, der das Beryllium-Target der Maschine unter einem Winkel von $1{,}5^{\circ}$ in Bezug auf die Tangente an die Bahn der umlaufenden Protonen am Ort des Targets verließ. (Fig. 1). Spätere Analysen und Rechnungen zeigten, daß dieser Strahl aus am Target T elastisch gestreuten Protonen besteht, die durch das Feld des Maschinenmagneten M fokussiert werden und nach einigen Metern die Vakuumkammer als gut gebündelter Strahl verlassen. Seine Intensität beträgt 19 m von T entfernt etwa 16 Protonen pro cm^2, Puls und 10^7 umlaufenden Teilchen, seine Energie ist nahezu gleich der Maschinenenergie. Mit 10^{11} in der Maschine beschleunigten Protonen kann man 40 m vom Target entfernt eine Intensität von $10^4/cm^2$x Puls erreichen. Mit Hilfe von Quadrupol-Linsen Q läßt sie sich weiter erhöhen. Etwa 30 m vom Target entfernt passiert der Strahl ein als Kollimator dienendes Loch C von 20 x 20 cm im Abschirmwall der Maschine und wird durch einen Magneten m zur Fixierung des Impulses um etwa 20 mrd abgelenkt. Cocconi et al.[13], C E R N, haben mit einem magnetischen Spektrometer die Impulsverteilung des Strahles 19 m hinter dem Kollimator und 13 m hinter dem Magneten m bei 24 GeV kinetischer Maschinenenergie ausgemessen. Fig. 2 zeigt das Ergebnis. Das Maximum liegt bie 24 GeV/c, der mittlere Impuls ist $\bar{p}$=23,5GeV/c. Ein"Schwanz"nach kleineren Energien hin ist zu erwarten, da einige Protonen durch Wechselwirkungen auf ihrer Flugbahn Energie verlieren.

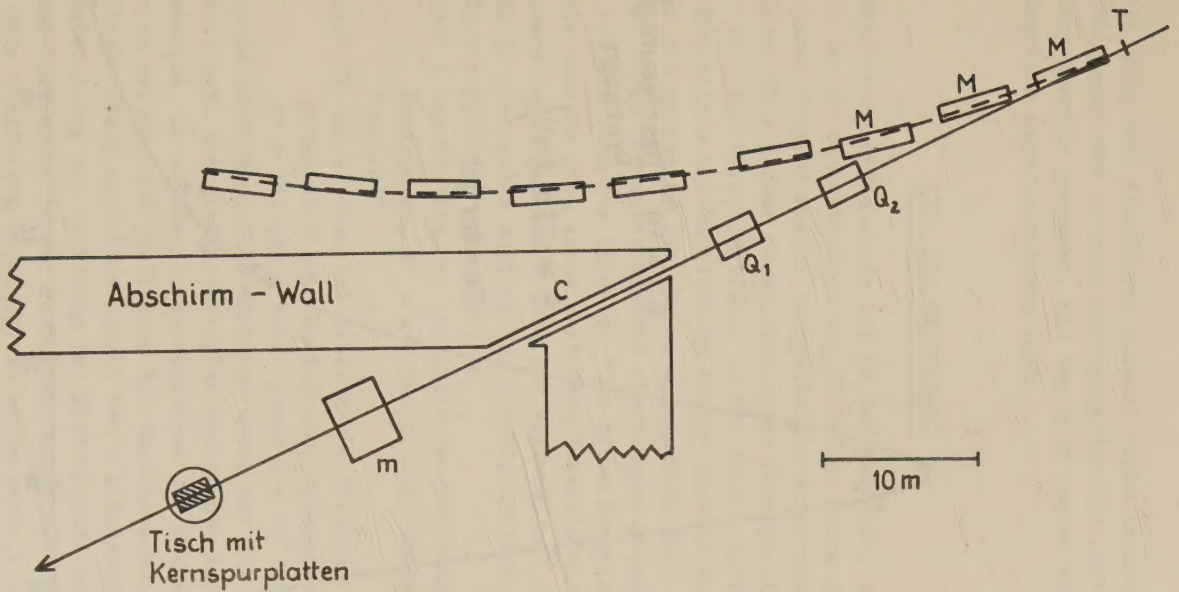


Fig. 1 : Versuchsanordnung. T = Target , M = Maschinenmagneten, Q = Quadrupollinsen , C = Kollimator , m = Ablenkmagnet.

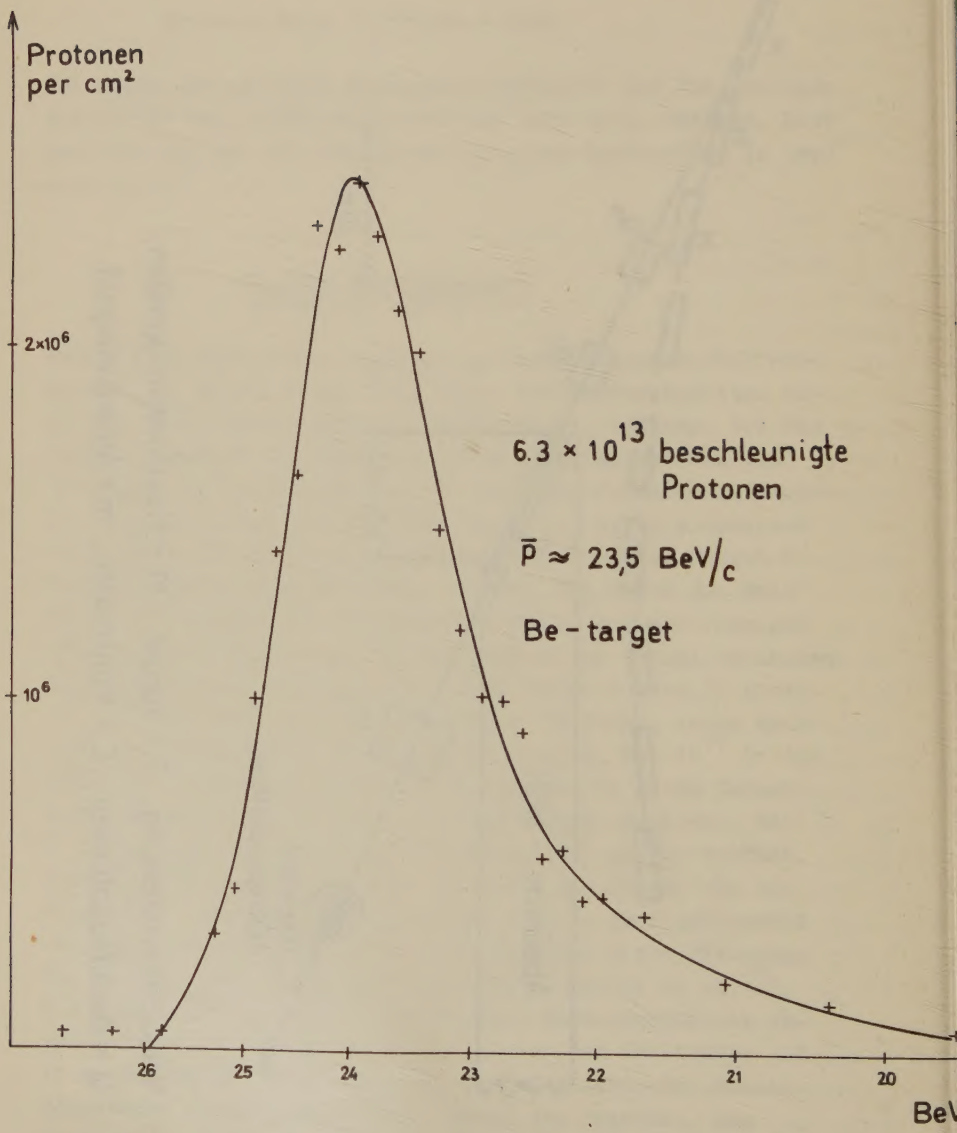


Fig. 2: Impulsverteilung des 24 GeV Protonenstrahles 50 m hinter dem Target.

Man hat also ohne besonderen Aufwand einen relativ reinen, innerhalb gewisser Grenzen monoenergetischen Protonenstrahl höchster Energie gewonnen, mit dem sich bequem außerhalb der Maschine experimentieren läßt.

III. Das Experiment

Die Maschinenenergie wurde auf 28 GeV gebracht. Der mittlere Impuls des Protonenstrahles war 27 GeV/c. Seine genaue Position wurde folgendermaßen festgestellt: Eine kreuzförmige Anordnung 50 µ dicker glashinterlegter Kernspurplatten (Fig.3) wurde 50 m vom Target entfernt in den Strahl gebracht. Nach der Exposition und Entwicklung dieser Platten wurden die Spuren mit minimaler Ionisation ausgezählt. Fig. 4 zeigt das auf einen Zentimetermaßstab übertragene Ergebnis. Die Ordinate ist die Höhe des Strahles über einem Experimentiertisch und die Abzisse gibt seine seitliche Verschiebung an. Daneben ist jeweils die gemessene Zahl der Protonen/cm^2 aufgetragen. In dem so bestimmten Zentrum des Strahles wurden zwei Pakete mit Kernspurplatten exponiert:

Paket I zum Studium der inelastischen Streuung: 24 Ilford G5 Emulsionen, 2" x 3", 500 µ dick. Dosis 5 x 10^4 Protonen/cm^2

Paket II zum Studium der elastischen Streuung: 12 Ilford L4 glashinterlegte Emulsionen, hypersensibilisiert, 3" x 4", 400 µ dick. Dosis 2 x 10^4 Protonen/cm^2.

Die Dicke jeder einzelnen Emulsion wurde vor der Entwicklung kontrolliert. Die glashinterlegten Emulsionen in Paket II wurden gewählt, um eventuelle Verzerrungen der Spuren möglichst klein zu halten. Die Justierung der Emulsionsebene parallel zum Strahl besaß eine Genauigkeit von < 2 Bogenminuten.
Die Entwicklung und Fixierung der Platten muß, um Verzerrungen und Gradienten in der Korndichte möglichst klein zu halten, sehr sorgfältig erfolgen. Es wurde deshalb nach dem Prinzip der Temperaturentwicklung von Occhialini et al.[7,8] eine Apparatur gemäß Fig. 5 gebaut:
Ein doppelwandiges Entwicklungsgefäß E kann einmal durch ein mit einer Kühlmaschine auf 5°C gehaltenes Kühlwasserreservoir K gekühlt und zum anderen mit einem Thermostaten T auf 23°C

Fig. 3: Kreuzförmige Anordnung kleiner Photoplatten zur Ausmessung des Protonenstrahles. Die Ebene des Kreuzes steht ⊥ zur Strahlachse.

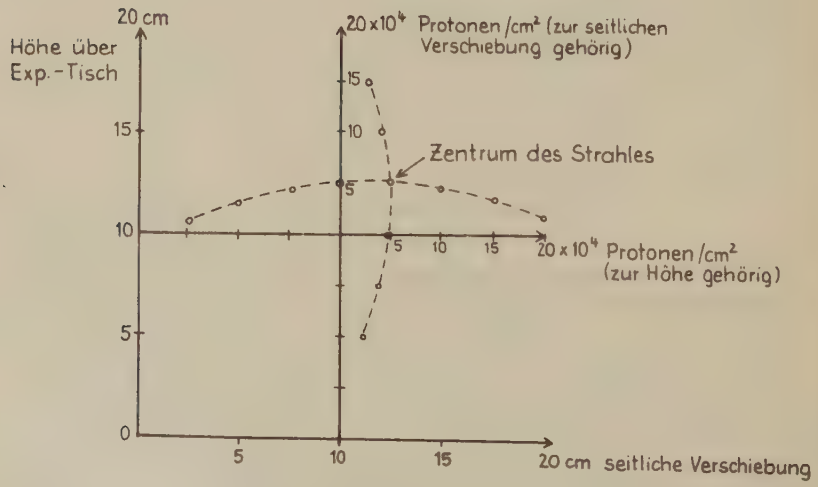


Fig. 4: Intensitäten in den Platten in Abhängigkeit von ihrer Lage im Strahl.

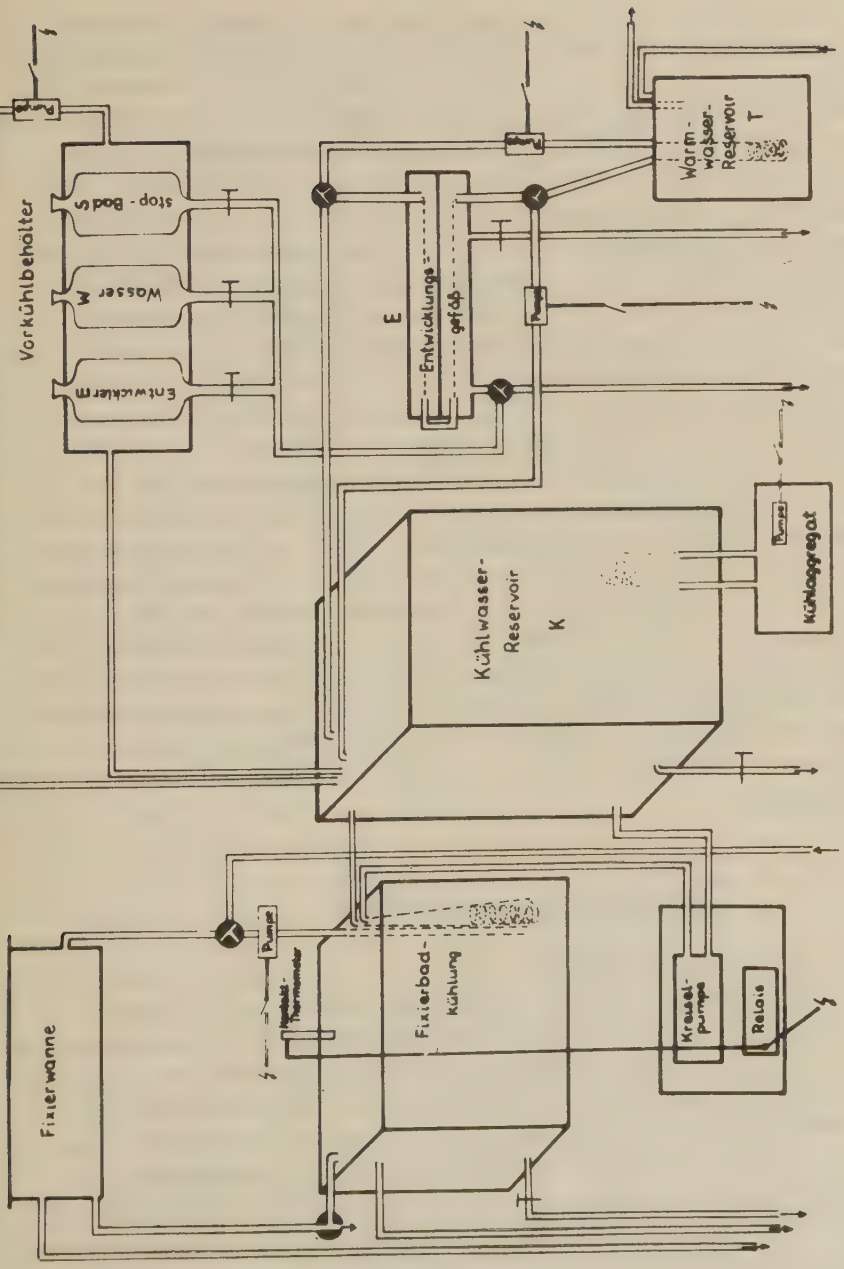


Fig. 5: Die Entwicklungsanlage.

erwärmt werden. Nach dem Einweichen der Platten in destilliertem Wasser wird dieses durch den auf 5°C vorgekühlten Entwickler aus Gefäß E ersetzt. Dieser diffundiert in die Emulsion ein, ohne sie zu entwickeln. Hierauf wird er abgelassen und das Entwicklungsgefäß in 10 min auf 23° hochgeheizt. Nun findet die Entwicklung eine Stunde lang statt. Darauf werden die Emulsionen wieder herunter gekühlt und das vorgekühlte Stoppbad aus S hinzugegeben. Die Diffusionszeiten sind von der Plattendicke abhängig. Als Faustregel rechnet man eine Stunde pro 200/u. Danach kann man mit dem Fixieren beginnen. Es findet bei 8°C statt. Eine durch ein Kontaktthermometer gesteuerte Kreiselpumpe sorgt für die Konstanz der Temperatur. Als Kühlschlange im Fixierbad dient ein 30 m langer PVC - Schlauch. Natürlich ist hier die Wärmeleitung sehr schlecht, aber man ist bei den langen Fixierzeiten vor Korrosion durch das Fixbad sicher. Eine Pumpe pumpt die Fixierlösung langsam im gleichmäßigen Strom durch die Fixierwanne (PVC), die die Platten aufnimmt. 400/u dicke Platten sind nach etwa 2-3 Tagen ausfixiert. Darauf wird die Lösung langsam verdünnt (Konzentrationssprünge im Fixierbad führen zu Verzerrungen). Die Emulsionen werden anschließend gründlich gewaschen und mit Alkohol getrocknet. Nachdem ein etwaiger Silberniederschlag von der Emulsionsoberfläche entfernt worden ist, können die Platten mit Zaponlack gelackt werden, um sie unempfindlich gegen Feuchtigkeit und Bakterienfraß zu machen.

IV. Auswertung und Ergebnisse

A. Inelastische Streuung

1) Durchmusterung der Platten und Auswahl der Ereignisse. Die Durchmusterung der Patten geschah mit dem Leitz-Forschungsmikroskop "Ortholux", während zu den Messungen das neue Kernspur-Spezialmikroskop von Leitz herangezogen wurde. Die Protonen - kenntlich an ihrer minimalen Ionisation und bestimmten Richtung - wurden 2 mm von der Kante der Emulsion entfernt in einer Tiefe von ≈ 100/u aufgenommen und verfolgt. Um eventuelle Verzerrungen an der Oberfläche oder Glasseite der Emulsion zu umgehen, mußten die zu verfolgenden Spuren ungefähr in der Mitte der Emulsion verlaufen. Die gute Justierung bei

der Exposition bewirkte, daß alle gefundenen Wechselwirkungen weiter als 50 µ von der Oberfläche oder Glasseite entfernt waren.

Es wurden insgesamt 222,2 m Protonenspuren verfolgt und 521 inelastische Wechselwirkungen, sogenannte "Sterne", gefunden. Dies ergibt eine mittlere freie Weglänge von $\lambda = 42{,}6 \pm 2$ cm. Nach Powell et al.[9] entspricht der geometrische Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt $\sigma = \pi\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 = 62{,}7$ mb in Ilford Emulsionen einer freien Weglänge von 25- 27 cm. Unser Wert beträgt dann $\sigma_{in} = 38{,}2 \pm 2$ mb pro Nukleon.

Fig. 6 zeigt die Abhängigkeit von an Beschleunigern gewonnenen inelastischen und totalen Wirkungsquerschnitten von der Energie. Sie weichen bei hohen Energien nicht sehr von dem geometrischen Wert ab, während die elastischen Wirkungsquerschnitte mit steigender Energie sehr steil abfallen.

Jeder "Stern" besteht nun aus einer Anzahl niedrig- und mittelenergetischer "schwerer" Verdampfungsspuren N_h und einer Anzahl hochenergetischer "dünner" Spuren n_s, zu denen noch einige Elektronen kommen können. Die Unterscheidung ist etwas willkürlich; man setzt die Grenze bei 1,4 facher Plateau-Ionisation fest. Fig. 7 zeigt ein typisches Beispiel. Bei uns ergab sich ein mittleres $\bar{N}_h = 7{,}7 \pm 0{,}1$ und $\bar{n}_s = 6{,}4 \pm 0{,}1$. Wir werden weiter unten auf diese Zahlen zu sprechen kommen.

Man stellt sich nun die Entstehung eines solchen Sternes folgendermaßen vor: Ein primäres Proton trifft auf einen Kern der Photoemulsion. Dies kann ein freies Proton oder ein komplexer Kern sein. Im ersten Fall wird man nur die nach vorn gebündelten dünnen Spuren der primären und neuerzeugten geladenen Teilchen sehen. Auch im zweiten Fall wird das Proton in Wechselwirkung mit einem der vorhandenen Protonen oder Neutronen treten, nur muß der entstehende "Schauer" nun den Kern durchqueren. Durch die sekundären Wechselwirkungen der Schauerteilchen mit der Kernmaterie ist Anregung und Verdampfung die Folge. Die Störung des Kerns und damit die Zahl der Verdampfungsspuren wird nun umso größer sein, je mehr Schauerteilchen den Kern durchqueren. Dagegen wird sich die bei fester Primärenergie statistisch um einen Mittelwert schwankende Anzahl der Schauerspuren nur wenig mit steigender Anzahl der Kerntrümmer verändern. Genau diese Verhältnisse zeigen die Figuren

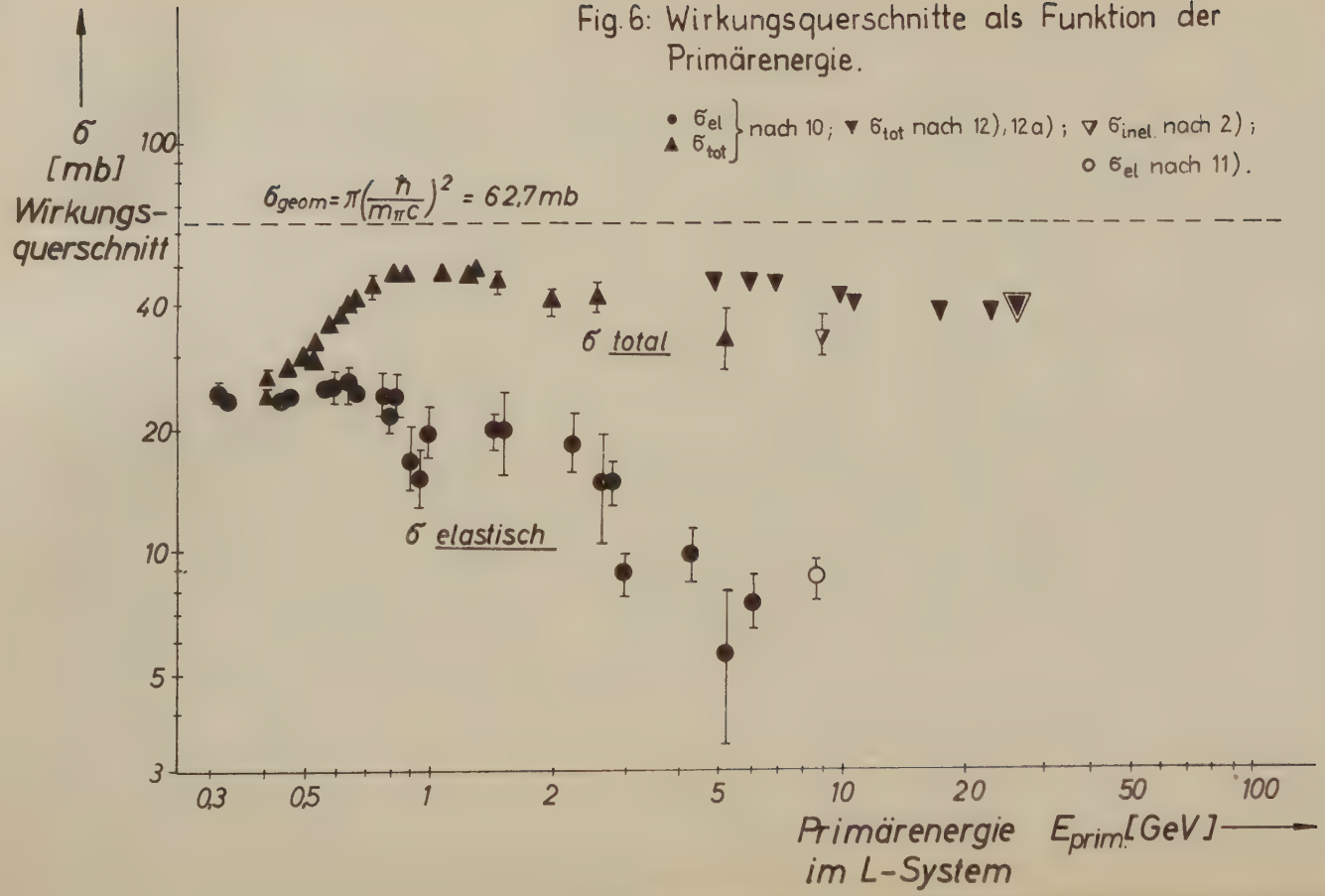


Fig. 6: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Primärenergie.

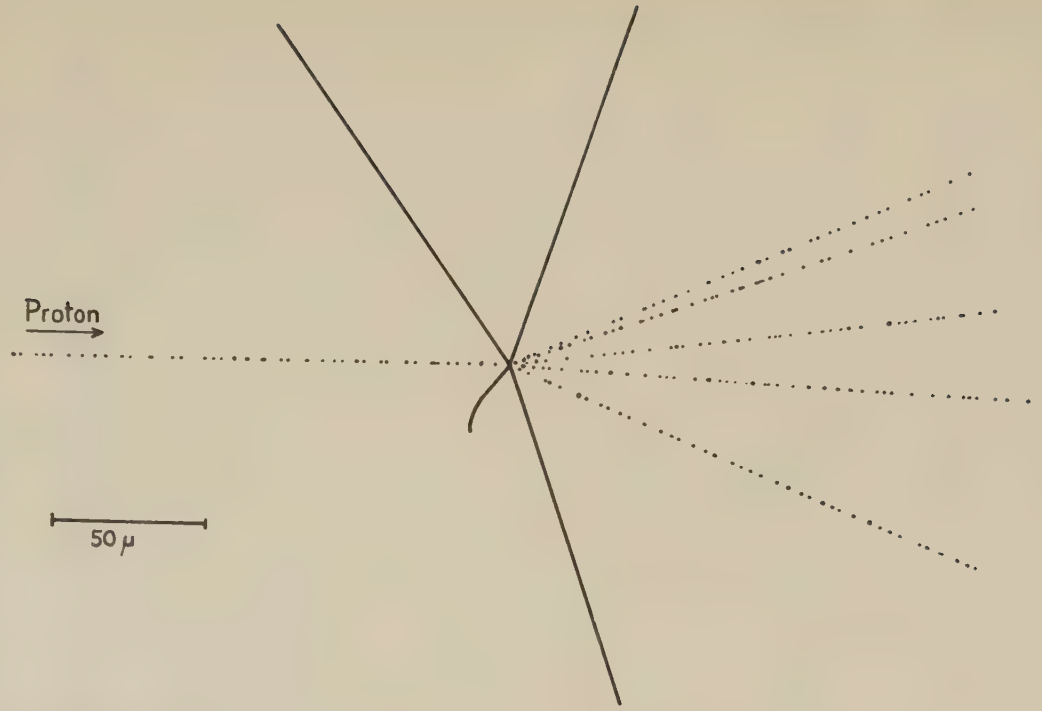


Fig. 7: Typisches Beispiel eines „Sternes" mit 5 sekundären „dünnen" und 4 „schwarzen" Spuren. Das Bild gibt die projizierte Verteilung der Spuren wieder.

8a und 8b. In Fig. 8a ist die mittlere Anzahl der Verdampfungsspuren $\bar{N}_h$ als Funktion der beobachteten "dünnen" Spuren aufgetragen. Man erkennt einen steilen Anstieg. Fig. 8b zeigt die mittlere Zahl der dünnen Spuren $\bar{n}_s$ als Funktion der Zahl der Kerntrümmer. Wir werden später sehen, daß die mittlere Energie der Schauerteilchen im Labor-System bei 1 GeV liegt. So ist der leichte Anstieg wahrscheinlich durch sekundäre Vielfacherzeugung an Nukleonen des Kerns zu erklären. Dieser Effekt kann eine eventuelle Absorption überkompensieren. Doch scheinen solche kaskadenartigen Prozesse nur eine untergeordnete Rolle zu spielen. Der Anstieg müßte sonst stärker sein.

Es ist klar, daß sich stark gestörte Systeme nur schlecht zum Studium eignen. Es wurden deshalb zur Untersuchung nur solche Ereignisse zugelassen, die keine erkennbaren schwarzen Spuren oder Elektronen und höchstens einen Rückstoß-"Blob" $< 4\mu$ besaßen. Es sind dies 40 Ereignisse. Man kann hier sicher sein, daß es entweder Stöße an freien Protonen oder an komplexen Kernen mit keinen oder sehr geringen sekundären Wechselwirkungen sind. Zum Vergleich wurden noch 45 Ereignisse mit einer schwarzen Spur ausgemessen. Wir werden weiter unten darauf zu sprechen kommen, daß nur ein kleiner Teil der schwarzen Spuren sogenannte niedrig-energetische Anstoßprotonen sein können. Nach Powell et al.[9] beobachtet man bei Einfängen von π^--Mesonen an komplexen Kernen im Mittel 1,7 schwarze Spuren. Es werden also sicher weniger als 100 MeV an den begleitenden Kern abgegeben.

Ein weiterer Prozess, der die Anzahl der Sekundärspuren verfälschen kann, ist der direkte Zerfall von erzeugten π°-Mesonen in Elektronenpaare (sog. Dalitz-Paare). Diese sind wegen der kurzen Lebensdauer der π°-Mesonen kaum von den übrigen Schauerspuren zu unterscheiden. Man weiß, daß etwa 1/80 der π°-Mesonen in diesen Zerfallskanal gehen. Nehmen wir Ladungsunabhängigkeit bei der Erzeugung von π -Mesonen an und betrachten alle 6 Schauerspuren als $\pi^\pm$-Mesonen (was sicher nicht der Fall ist), dann erhalten wir auf etwa 30 Schauer einen solchen Zerfall. Es würde in obiger Auswahl also etwa 1 Ereignis verfälscht. Dieser Fehler kann neben den vorhandenen statistischen Fehlern unberücksichtigt bleiben.

In beiden Fällen ($N_h = 0$ und $N_h = 1$) ist $n_s \geq 2$. Wir haben 1 Ereignis mit $n_s = 2$ gefunden, was vielleicht eine elastische p-p-Streuung sein könnte. Leider ist gerade an dieser Stelle

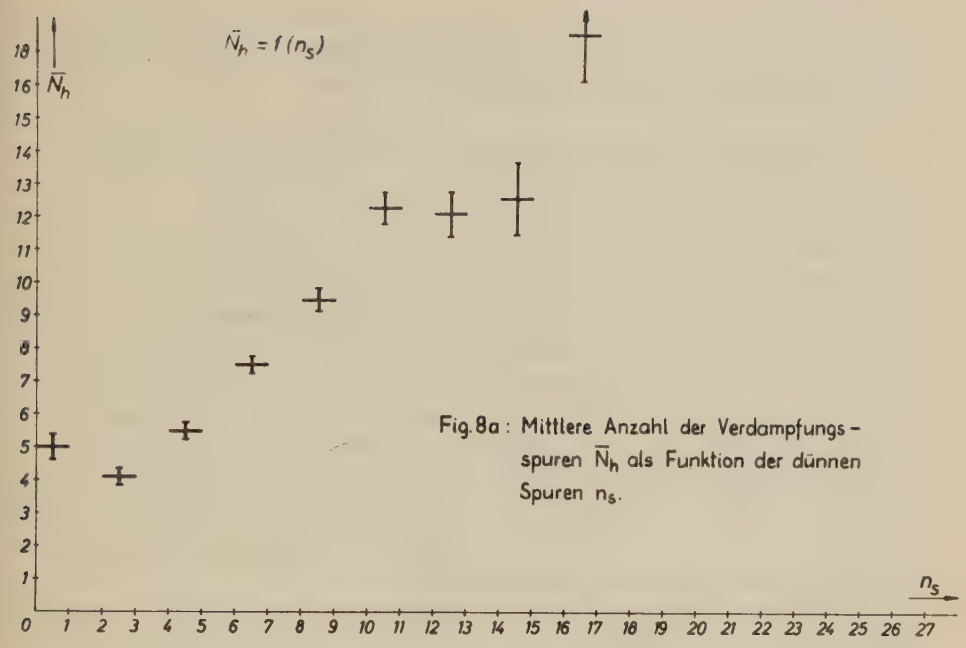


Fig. 8a: Mittlere Anzahl der Verdampfungsspuren $\bar{N}_h$ als Funktion der dünnen Spuren n_s.

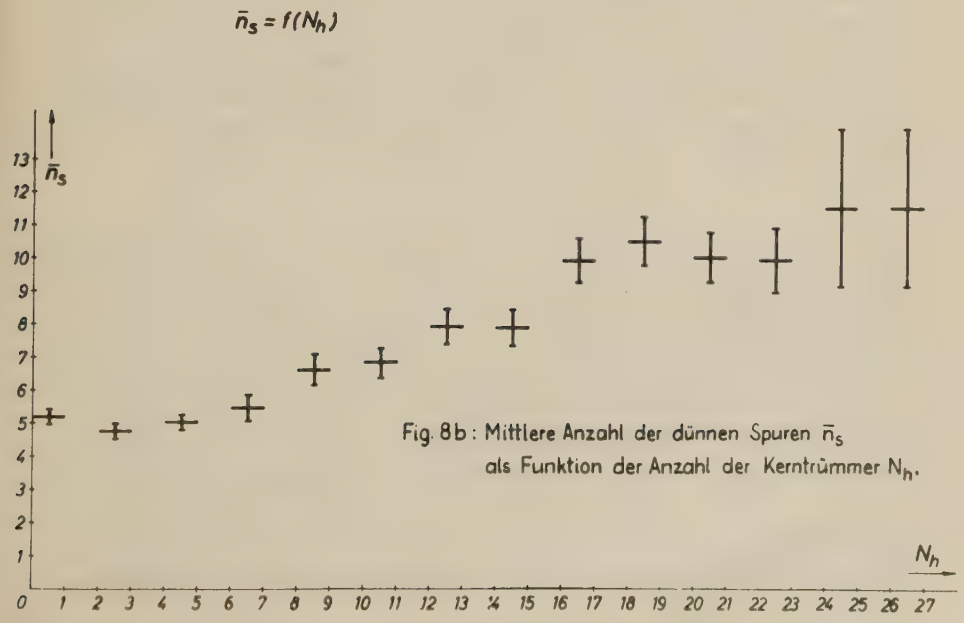


Fig. 8b: Mittlere Anzahl der dünnen Spuren $\bar{n}_s$ als Funktion der Anzahl der Kerntrümmer N_h.

eine Verzerrung in der Platte, die eine genaue Ausmessung der Winkel verbietet. Bei einem Wirkungsquerschnitt von einigen mb[11] sollte man auch ein solches Ereignis erwarten.

2) Unterscheidung von "geraden" und "ungeraden" Ereignissen, Multiplizität.

Ein primäres Proton kann mit einem Proton oder Neutron in Wechselwirkung treten. In beiden Fällen muß das Gesetz von der Ladungserhaltung gelten. Beim p-p-Stoß muß eine gerade Anzahl von geladenen Sekundärspuren und beim p-n-Stoß eine ungerade Zahl zu beobachten sein. Das Verhältnis von gerade zu ungerade der oben erwähnten 40 kaum gestörten Ereignisse ist bei uns 24/16=1,5. Aus der Zusammensetzung der Emulsion ergibt sich für das Verhältnis von Protonen zu Neutronen bei den beiden leichtesten Elementen H und C p/n = 1,4. Berücksichtigt man nur die komplexen Kerne, so ist die Anzahl von Protonen und Neutronen ungefähr gleich. Tatsächlich finden wir für das Verhältnis gerade zu ungerade bei den 45 leicht gestörten Ereignissen 24/21 = 1,1.*
Die sekundären Teilchen enthalten natürlich die primären Stoßpartner. Will man die Anzahl der neuerzeugten Teilchen wissen, so sind die Stoßpartner von der beobachteten Zahl zu subtrahieren. Wenn unsere obigen Überlegungen vom Zustandekommen der geraden und ungeraden Teilchenzahlen richtig sind, so muß die beobachtete mittlere Multiplizität $\bar{n}_{sg}$ der geraden Ereignisse vermindert um 2 mit der mittleren Multiplizität $\bar{n}_{su}$ der ungeraden Ereignisse vermindert um 1 (das Neutron sieht man nicht) übereinstimmen. Wir erhielten:

$$\bar{n}_{sg} - 2 = 3{,}5 \pm 0{,}34$$

$$\bar{n}_{su} - 1 = 3{,}8 \pm 0{,}37$$

Beide Werte stimmen innerhalb der statistischen Fehlergrenzen überein. Fig. 9 zeigt einige auf diese Weise erhaltene Zahlen von neuerzeugten geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der totalen kinetischen Energie im Schwerpunktsystem vor der Kollision. Die durchgezogene Kurve ist nach dem statist. Modell von Hagedorn[14] berechnet. Doch sollte man der Kurve keine zu große Bedeutung beimessen, da in der statist. Theorie durch Wahl eines geeigneten Wechselwirkungsvolumens die Werte leicht angepaßt werden können.

---

* Gerade und ungerade bezieht sich natürlich nur auf die dünnen Spuren!

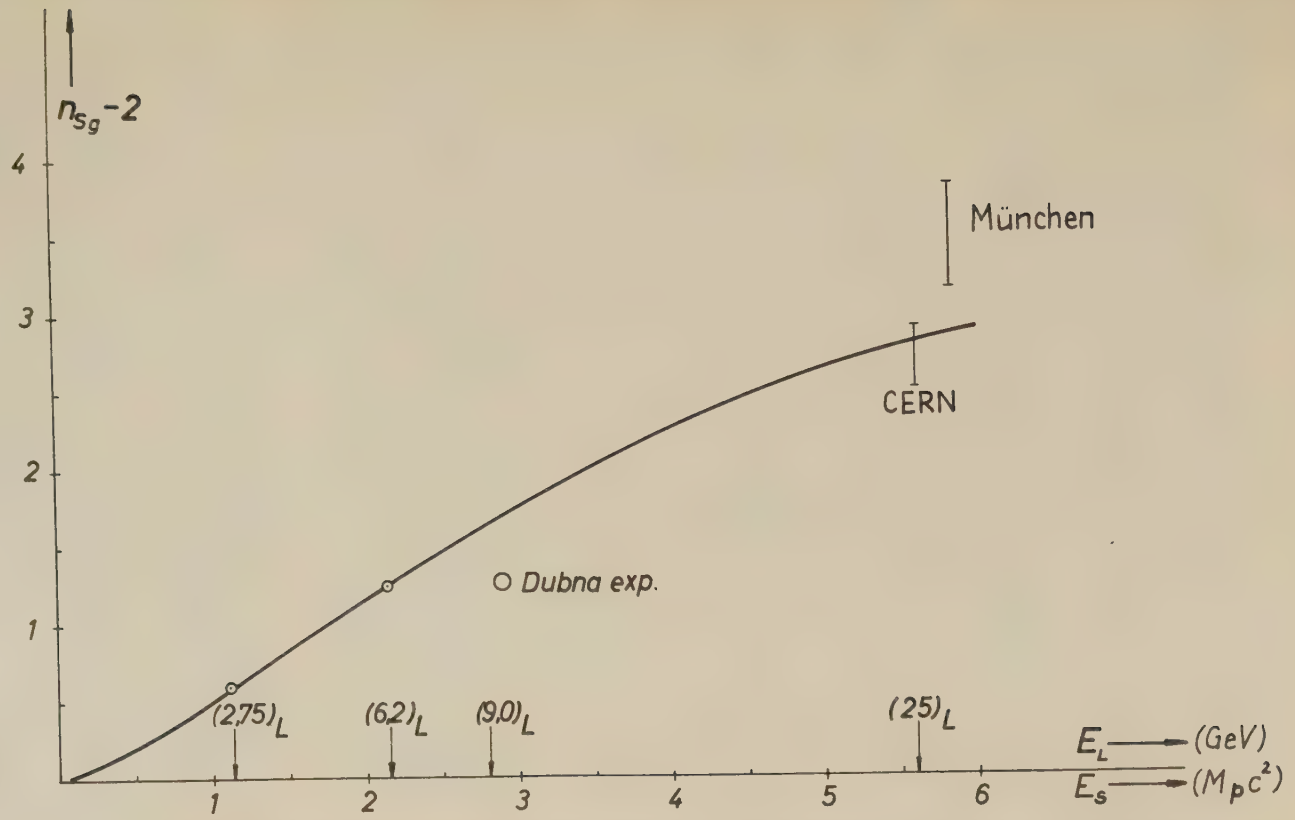


Fig. 9: Anzahl der neu erzeugten geladenen Teilchen als Funktion der Primärenergie. Kurve nach Hagedorn [14].

3) Art der erzeugten Teilchen.

Eine direkte Identifizierung ist wegen der hohen Energien (Plateau-Ionisation) und den kurzen, mit z.T. sehr steilen Tauchwinkeln behafteten Spuren mit den bei Emulsionen üblichen Methoden (Messung der Vielfachstreuung und der Korndichte) kaum möglich. Von mehreren Autoren[15] ist deshalb ein indirekter Weg eingeschlagen worden. Sie haben das Verhältnis R der neutralen π^0-Mesonen zu der Anzahl der geladenen Schauerspuren durch Aufsuchen der vom Zerfall der π^0-Mesonen herrührenden Elektronenpaare bestimmt. Die Tabelle 1 zeigt einige Ergebnisse:

R	E_{prim} (GeV)	Primärteilchen
0,33 ± 0,08	500	α, p
0,44 ± 0,14	50000	$\chi \approx 5$
0,46 ± 0,09	3000	α, p
0,40 ± 0,08	100	α, p
0,50 ± 0,11	30000	p
0,40 ± 0,04	5000	α, p

Tabelle 1: Das Verhältnis R von π^0 zu gel. Schauerspuren.

Dies Verhältnis scheint sehr energieunabhängig zu sein. Setzt man Ladungsunabhängigkeit bei der Erzeugung voraus, so sind danach bei ≈100 GeV etwa 80 ± 16% der geladenen Schauerspuren π-Mesonen. Da die Autoren keinen Unterschied zwischen geraden und ungeraden Ereignissen machen können, müssen wir diese Zahlen auf unser $\bar{n}_s = 5,15 \pm 0,23$ von Fig. 8b beziehen. In dieser Zahl sind im Mittel:

$$\frac{(48 \text{ gerade Ereignisse}) \times 2 \text{ Protonen} + (37 \text{ unger. Ereignisse}) \times 1 \text{ Proton}}{85 \text{ Ereignisse insgesamt}} = 1,56 \text{ prim. Prot. vorhanden.}$$

80 ± 16% von $\bar{n}_s = 5,15$ ist 4,1 ± 0,8.

Diese Abschätzung zeigt, daß unter Voraussetzung von Ladungsunabhängigkeit bei der Erzeugung neben den geladenen Stoßpartnern praktisch nur π-Mesonen beobachtet werden. Für andere Teilchen (K-Mesonen, Hyperonen u.s.w.) bleiben nur wenige Prozente übrig. Tatsächlich wurden bei ≈10 GeV in Dubna[16] nur 2-4% als schwere instabile Teilchen identifiziert.

4) Kinematik und Modellvorstellungen.

a) Kinematik.

Die zum Teil recht komplizierte relativistische Kinematik soll hier nur soweit behandelt werden, wie wir sie zur Auswertung unserer Ergebnisse brauchen. Eine zusammenfassende Darstellung findet sich z.B. bei L. v. Lindern, Dissertation München 1961.

Fig. 10 zeigt das Erscheinungsbild einer Nukleon-Nukleon-Kollision mit der Erzeugung von Mesonen a) im Schwerpunktsystem der beiden Nukleonen und b) im Laborsystem. Die primären Teilchen stossen längs der Linie 0-0' zusammen. Die Bilder hat man sich rotationssymmetrisch um 0-0' vorzustellen. Im Schwerpunktsystem muß ausserdem eine Symmetrie zur Fläche A-A' $\perp$ zur Linie 0-0' vorhanden sein. Die Verteilung braucht hier nicht isotrop zu sein (s.Abschn. 4b).

Sei $\gamma_{\pi s}(\gamma_{ss})$ bzw. $\gamma_{\pi L}(\gamma_{sL})$ die Gesamtenergie eines Primärteilchens (Sekundärteilchens) in Einheiten seiner Ruheenergie im Schwerpunkt- bzw. Laborsystem. Die zugehörigen Geschwindigkeiten seien $\beta_{\pi s}(\beta_{ss})$ bzw. $\beta_{\pi L}(\beta_{sL})$. Dann lautet die Beziehung zwischen einem Winkel im S-System θ_s und dem zugehörigen Winkel im L-System θ_L:

$$(1) \qquad \gamma_{\pi s} \operatorname{tg} \theta_L = \frac{\sin \theta_s}{m + \cos \theta_s} \quad \text{mit} \quad m = \frac{\beta_{\pi s}}{\beta_{ss}}$$

Im extrem relativistischen Fall setzt man oft m = 1. Es folgt dann:

$$(2) \qquad \gamma_{\pi s} \operatorname{tg} \theta_L = \operatorname{tg} \frac{\theta_s}{2}$$

Es ist leicht einzusehen, daß der mittlere Winkel des Kegels im L-System zur Ebene A-A' (Fig. 10a) im S-System gehört. Wir erhalten:

$$(3) \qquad \gamma_{\pi s} \operatorname{tg} \theta_{L\frac{1}{2}} = \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} = 1$$

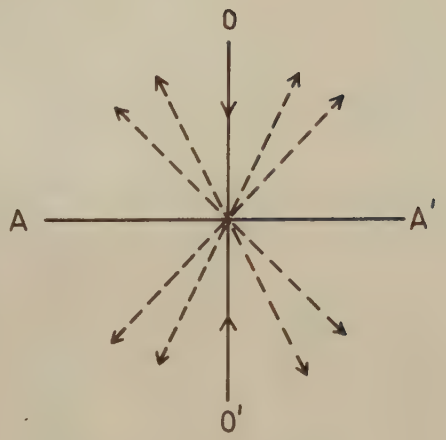
Gibt man eine differentielle Winkelverteilung $n(\theta_s)$ im S-System vor, so lautet sie im L-System:

$$(4) \qquad dF = n(\theta_s) \frac{\partial \cos \theta_s}{\partial \cos \theta_L} d \cos \theta_L$$

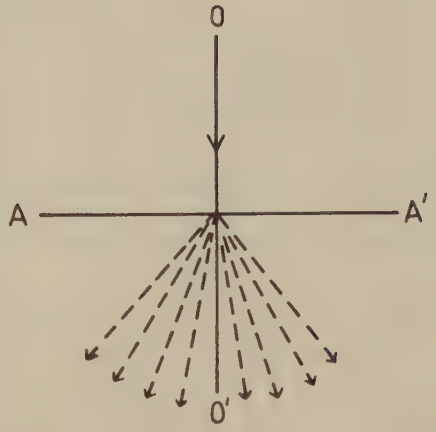
Für m = 1 und isotroper Verteilung im S-System folgt mit

$$(5) \qquad \frac{\partial \cos \theta_s}{\partial \cos \theta_L} = \frac{4 \gamma_{\pi s}^2}{\cos^3 \theta_L \left(1 + \gamma_{\pi s}^2 \operatorname{tg}^2 \theta_L\right)^2}$$

$$(6) \qquad \frac{dF}{d(\gamma_{\pi s} \operatorname{tg} \theta_L)} = \text{const.} \frac{\gamma_{\pi s} \operatorname{tg} \theta_L}{\left[1 + \gamma_{\pi s}^2 \operatorname{tg}^2 \theta_L\right]^2}$$



a) Schwerpunkt - System



b) Laborsystem

Fig. 10: Nukleon - Nukleon - Kollision
und Erzeugung von Mesonen.

Durch Integration ergibt sich die auf 1 normierte integrale Verteilung:

$$F = \frac{\gamma_{ps}^2 \, tg^2 \theta_L}{1 + \gamma_{ps}^2 tg^2 \theta_L} \tag{7}$$

Über die Substitution $x = \log (\gamma_{ps} \, tg\theta_L)$ erhalten wir aus (6)

$$\frac{dF}{d \log (\gamma_{ps} tg \theta_L)} = const. \frac{(\gamma_{ps} tg \theta_L)^2}{[1 + \gamma_{ps}^2 tg^2 \theta_L]^2} = F' \tag{8}$$

Die differentielle Logarithm. Verteilung ist also symmetrisch zu $tg \, \theta_L = 1 / \gamma_{ps}$. Man kann nun diese Kurve durch eine Gaußverteilung mit einem $\sigma = 0{,}36$ recht gut annähern[18,19] (Fig.11). Gewöhnlich sind die durch die Teilchenzahlen bedingten statist. Fehler viel größer als die Abweichungen der beiden Kurven.

b) Modelle zur Teilchenerzeugung.

Die Überlegungen zur Beschreibung der Vielfacherzeugung kann man in zwei Gruppen einteilen: a) Die Einzentren-Vorstellung und b) die Zweizentren-Vorstellung.

Bei der Einzentren-Vorstellung bilden die stoßenden Nukleonen ein gemeinsames Wechselwirkungsvolumen. Die darin umgesetzte Energie bestimmt dann den Zustand der auslaufenden Teilchen über deren Wechselwirkungen untereinander. Hierzu gehören z.B. die thermodynamisch-statistischen Vorstellungen von Fermi[17] mit ihren Erweiterungen. Das einfachste Modell ist sicher die im S-System isotrope Erzeugung von nur einer Teilchensorte einer konstanten Sekundärenergie γ_{ss}, bei der die ganze zur Verfügung stehende Energie der stoßenden Teilchen $E = 2 (\gamma_{ps} - 1) \, m_p \cdot c^2$ in Teilchenerzeugung umgesetzt wird. Man sagt dann: Die "Inelastizität"

$$K_s = \frac{\text{in Teilchenerzeugung umgesetzte Energie}}{\text{zur Verfügung stehende Energie}} = 1$$

Wir kommen auf diesen Begriff unten noch genauer zu sprechen. Für die Winkelverteilungen gelten dann die oben entwickelten Formeln; insbesondere (3)

$$\gamma_{ps} \, tg \, \theta_{L \frac{1}{2}} = 1 \qquad (m = 1)$$

Läßt man noch eine isotrope Winkelverteilung im S-System zu, berücksichtigt aber nach der Stoßwellenvorstellung von Heisenberg[20] ein Energiespektrum der erzeugten Teilchen, das wie $1 / \gamma_{ss}^2$ abfällt, so erhält man für die integrale normierte Winkelverteilung

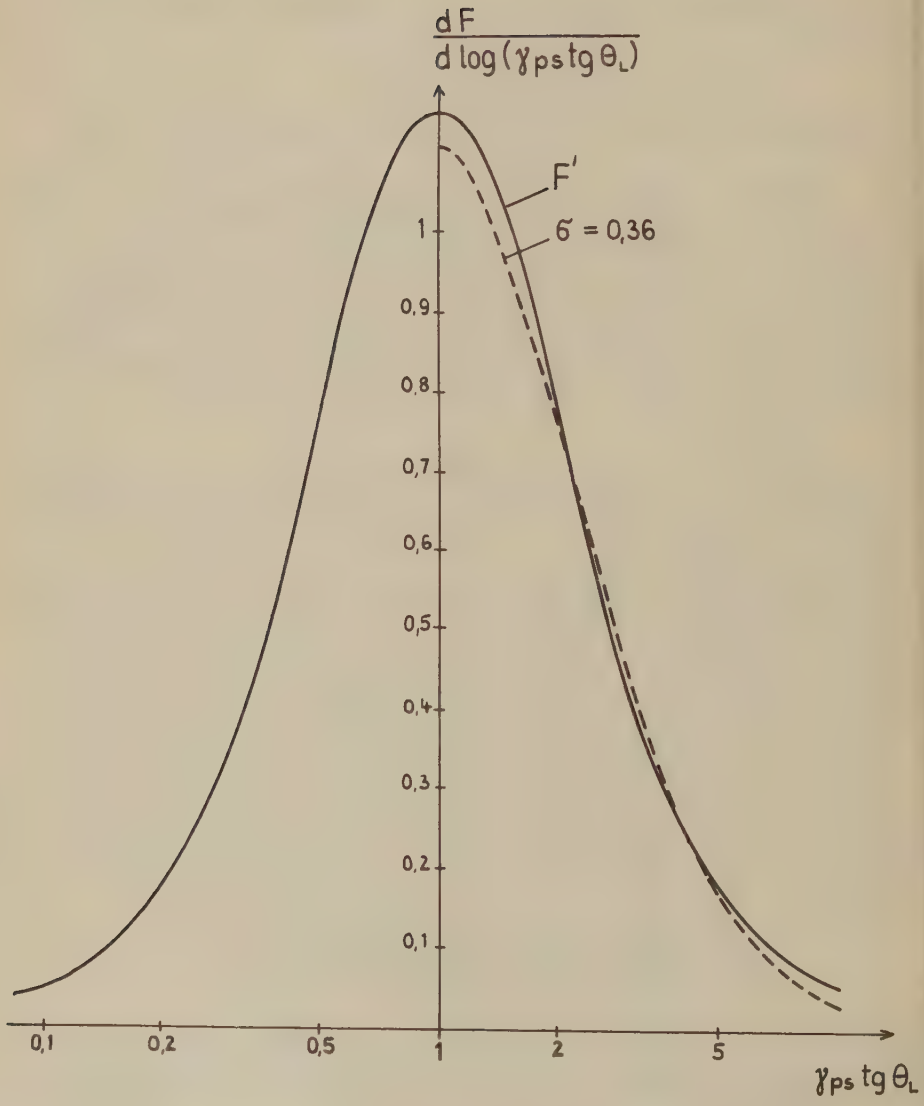


Fig. 11 : Differentielle Winkelverteilung im L-System für Isotropie und m = 1 ——— ; Approximation durch Gaußkurve mit σ = 0,3

im L-System:

$$(9)\qquad F(\theta_L) = 1 - \frac{\dfrac{\cos\theta_L}{\sqrt{\dfrac{\gamma_{rs}}{\gamma_{rs}^2-1} - \cos^2\theta_L}} + \dfrac{1}{3}\dfrac{(\cos\theta_L)^3}{\sqrt{\dfrac{\gamma_{rs}}{\gamma_{rs}^2-1} - \cos^2\theta_L}}}{\sqrt{\gamma_{rs}^2-1} + \dfrac{1}{3}\left(\sqrt{\gamma_{rs}^2-1}\right)^3}$$

Für hohe Primärenergien (bei $\gamma_s = 4$ nur 6% Abweichung) bekommt man die Näherung :

$$(10)\qquad F(\theta_L) = 1 - \left(\frac{1}{1+\gamma_{rs}^2 tg^2\theta_L}\right)^{\frac{3}{2}}$$

Für den Halbwinkel ergibt sich die Beziehung:

$$(11)\qquad \gamma_{rs}\, tg\,\theta_{L\frac{1}{2}} = 0{,}77$$

Über das geometrische Bild der "Überlappung" der stoßenden Nukleonen-Felder versucht Heisenberg [20] Aussagen über die Inelastizität zu bekommen. Es ergibt sich hier ein Abfall der mittleren Inelastizitäten mit wachsender Primärenergie. In Fig. 20 ist diese Kurve eingetragen. Wir kommen weiter unten darauf zu sprechen.

Wir haben bisher isotrope Abstrahlung im S-System vorausgesetzt. Eine anisotrope Erzeugung dergestalt, daß die Teilchen in Richtung der Stoßachse stärker gebündelt sind, führt zu einer Verbreiterung der Winkelverteilung im L-System. Sowohl bei Fermi [23], Landau [24] als auch bei Heisenberg [20] treten solche Anisotropien auf. Sie wirken sich jedoch erst bei höheren Energien aus.

Bei der Zweizentren-Vorstellung [21,22] soll die Vielfacherzeugung nicht von einem gemeinsamen Zentrum aus erfolgen. Die stoßenden Nukleonen regen sich gegenseitig an und strahlen getrennt voneinander ihre Anregungsenergie in Form von Teilchen wieder ab. Für diesen auch als Isobaren-Modell bezeichneten Vorgang sind nun zwei S-Systeme verantwortlich, die sich mit der Geschwindigkeit der angeregten Nukleonen bewegen. Die Abstrahlung jedes einzelnen Zentrums soll isotrop erfolgen. Da die Anregungsenergie sich symmetrisch auf beide Zentren verteilt, wird man im L-System eine Überlagerung zweier gleich starker Verteilungen beobachten (Fig.12). Das hat natürlich eine Verbreiterung der Gesamtverteilung zur Folge. Der Abstand der Maxima wird durch die Geschwindigkeit der beiden Zentren im S-System bestimmt. Da nicht alle Stöße zentral sein können, werden die Nukleonen nach dem Stoß einen Winkel zur Stoßachse bilden. Das bedeutet aber eine Abweichung von der Rotations-

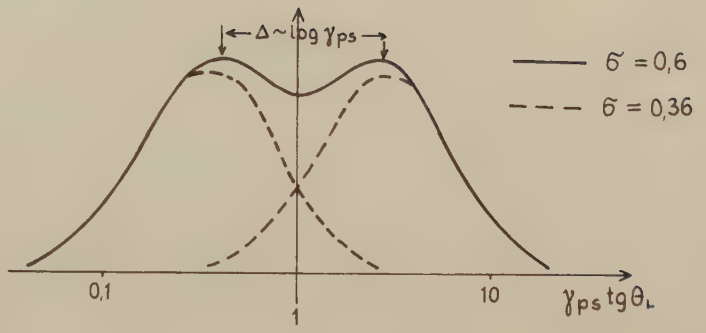


Fig. 12: Differentielle Winkelverteilung nach der Zweizentrenvorstellung.

symmetrie. Bei Energien bis 30 GeV konnte eine solche noch nicht nachgewiesen werden.

5) Experimentelle Ergebnisse.

a) Die differentiellen Winkelverteilungen.

Wir erwähnten oben (Abschn. 2, 3) den hohen Prozentsatz der in den Schauerteilchen enthaltenen primären Nukleonen (20- 30%). Diese werden natürlich unsere Winkelverteilungen empfindlich stören. Um unsere Rechnungen mit dem experimentellen Material vergleichen zu können, ist es deshalb notwendig, die Nukleonen zu separieren. Nun wird es so sein, daß in den geraden Schauern 2 und in den ungeraden Schauern 1 Nukleon in Erscheinung treten. Es ist zu hoffen, daß hieraus sich ergebende Unterschiede in den Winkelverteilungen sich zur Analyse ausnutzen lassen. In Fig. 13 haben wir im L-System die logarithmischen Winkelverteilungen der kaum gestörten (höchstens 1 Blob < 4/u) und in Fig. 14 die der 85 kaum und leicht gestörten (höchstens 1 schwarze Spur) geraden und ungeraden Schauer einander gegenübergestellt. Man erkennt bei den ungeraden deutlich 2 Maxima: Ein breites bei $\operatorname{tg} \theta_L = 0{,}23$ und ein schmaleres bei $\operatorname{tg} \theta_L = 0{,}06$. Ein Hinweis auf das Isobaren-Modell (s.Fig, 12) ist dies sicher nicht, denn sonst müßten beide symmetrisch sein.

Bei den geraden zeigt sich nur eine Verbreiterung um den Mittelwert von $\operatorname{tg} \theta_L = 0{,}23\ ^{+0{,}024}_{-0{,}022}$ (Fig.13a) bzw. $\operatorname{tg} \theta_L = 0{,}23\ ^{+0{,}02}_{-0{,}018}$ (Fig. 14a).

Betrachten wir uns nun die Verteilungen im S-System der beiden Stoßpartner (Fig. 15 und Fig. 16). Es wurde die Transformation (1) mit $\bar{m} = 1{,}09$ durchgeführt. Wir werden im Abschn. "Inelastizität" eine Begründung dafür bringen. Man sieht bei den Verteilungen der ungeraden Schauer eine deutliche Asymmetrie gegenüber den symmetrischen, stark anisotropen Bildern bei den Vielfacherzeugungen mit gerader Spuranzahl. Dieser Effekt ist auch vorhanden bei den leicht gestörten Ereignissen (Fig.15c u. d). Es bleibt noch die Frage zu untersuchen, ob nicht die hier weggelassene schwarze Spur vom Anstoßproton herrühren könnte. Dies ist aber unwahrscheinlich, da die schwarzen Spuren im L-System isotrop verteilt sind (Fig. 17), wie es zu erwarten ist, wenn es sich bei ihnen im überwiegenden Teil um Verdampfungsspuren handelt. Würden die Anstoßprotonen eine wesentliche Rolle spielen, so wäre ein Maximum in der Rückwärtsrichtung zu erwarten; auch dürfte dann die Vertei-

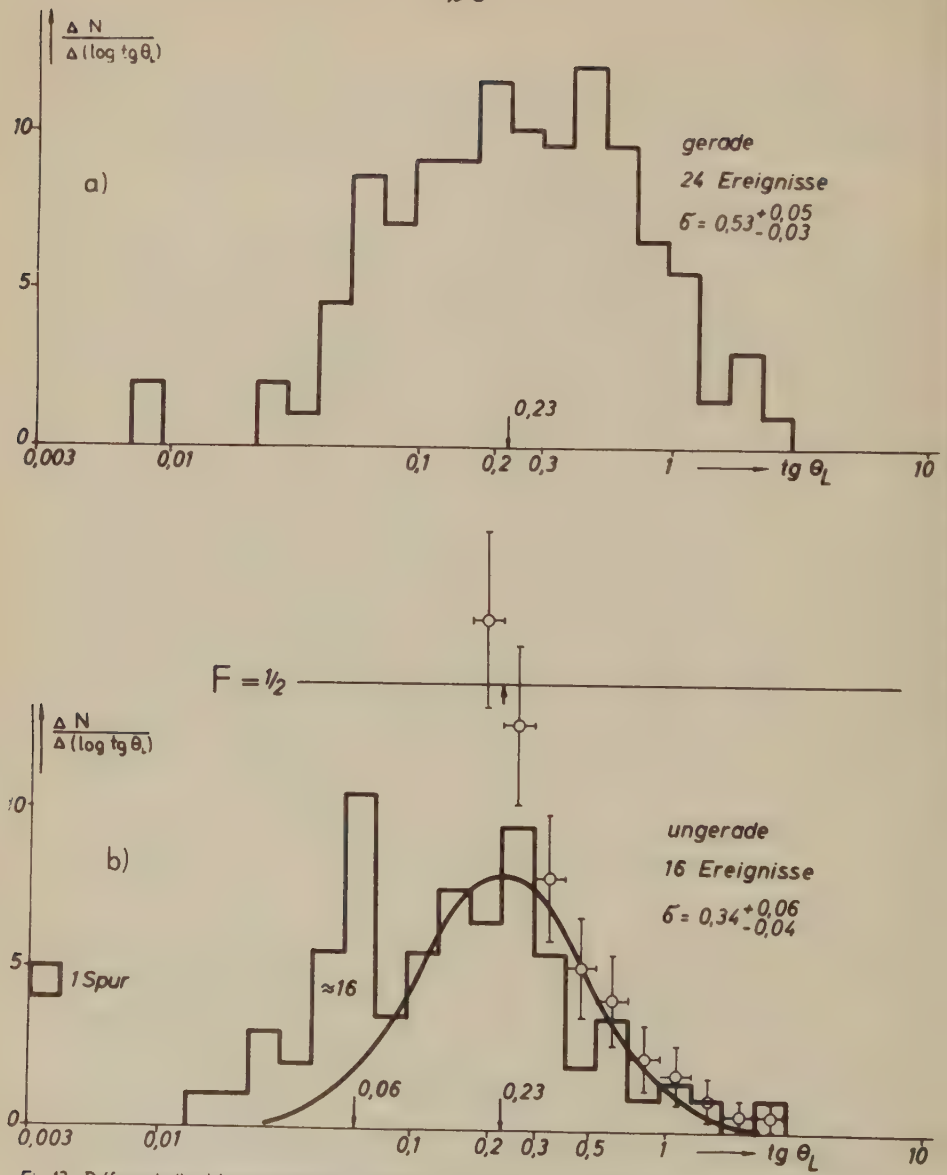


Fig. 13 Differentielle Winkelverteilung der 40 kaum gestörten geraden und ungeraden Ereignisse im Laborsystem. Die durchgezogene Kurve in b) zeigt die Annäherung des ungestörten Teiles durch eine Gaußverteilung (s. Text). Die Werte auf der Ordinatenachse gelten nur für die differentielle Verteilung, die Linie F = ½ für die integrale Verteilung.

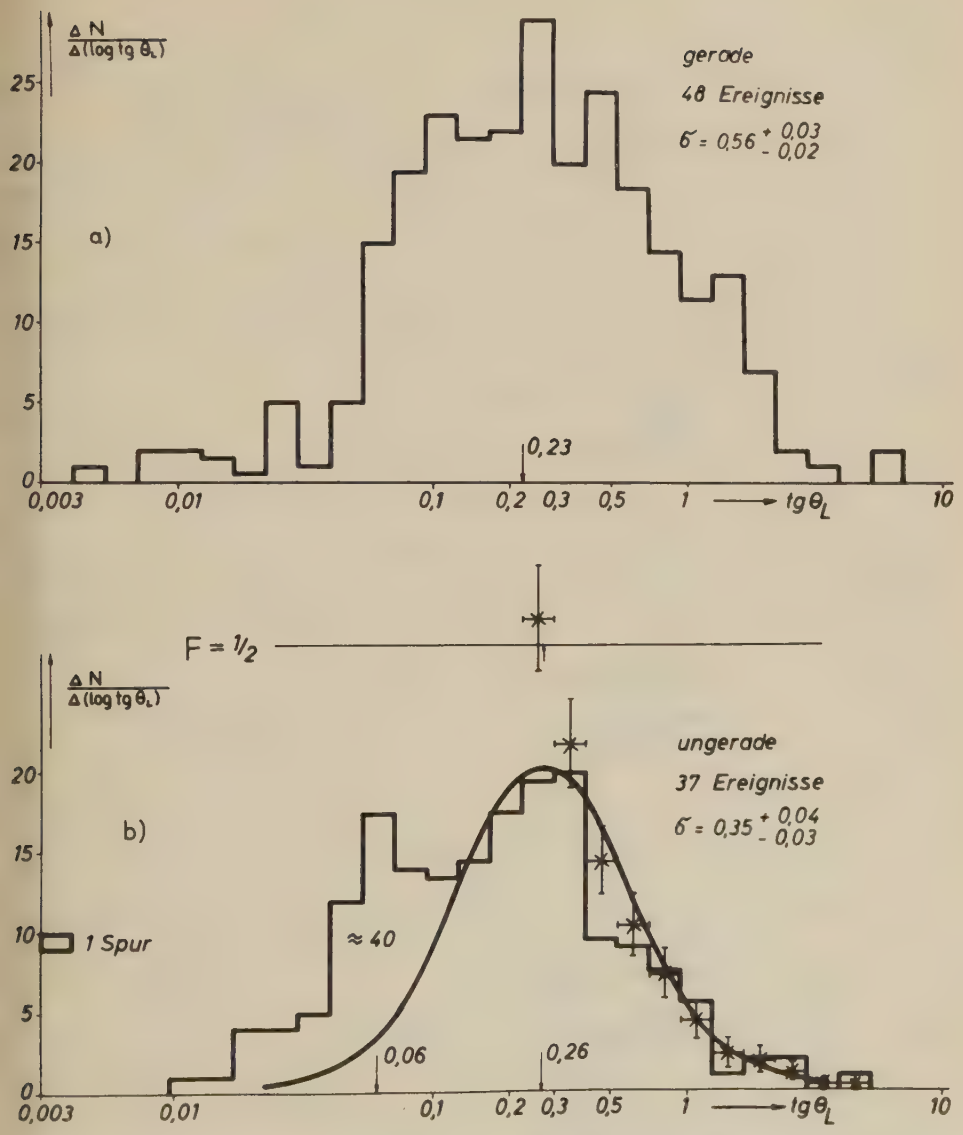


Fig 14 Differentielle Winkelverteilungen aller 85 Ereignisse. Die durchgezogene Kurve in b) zeigt eine Annäherung des ungestörten Teiles durch eine Gaußkurve (s. Text). Die Werte auf der Ordinatenachse gelten nur für die differentielle Verteilung, die Linie F = ½ für die integrale Verteilung.

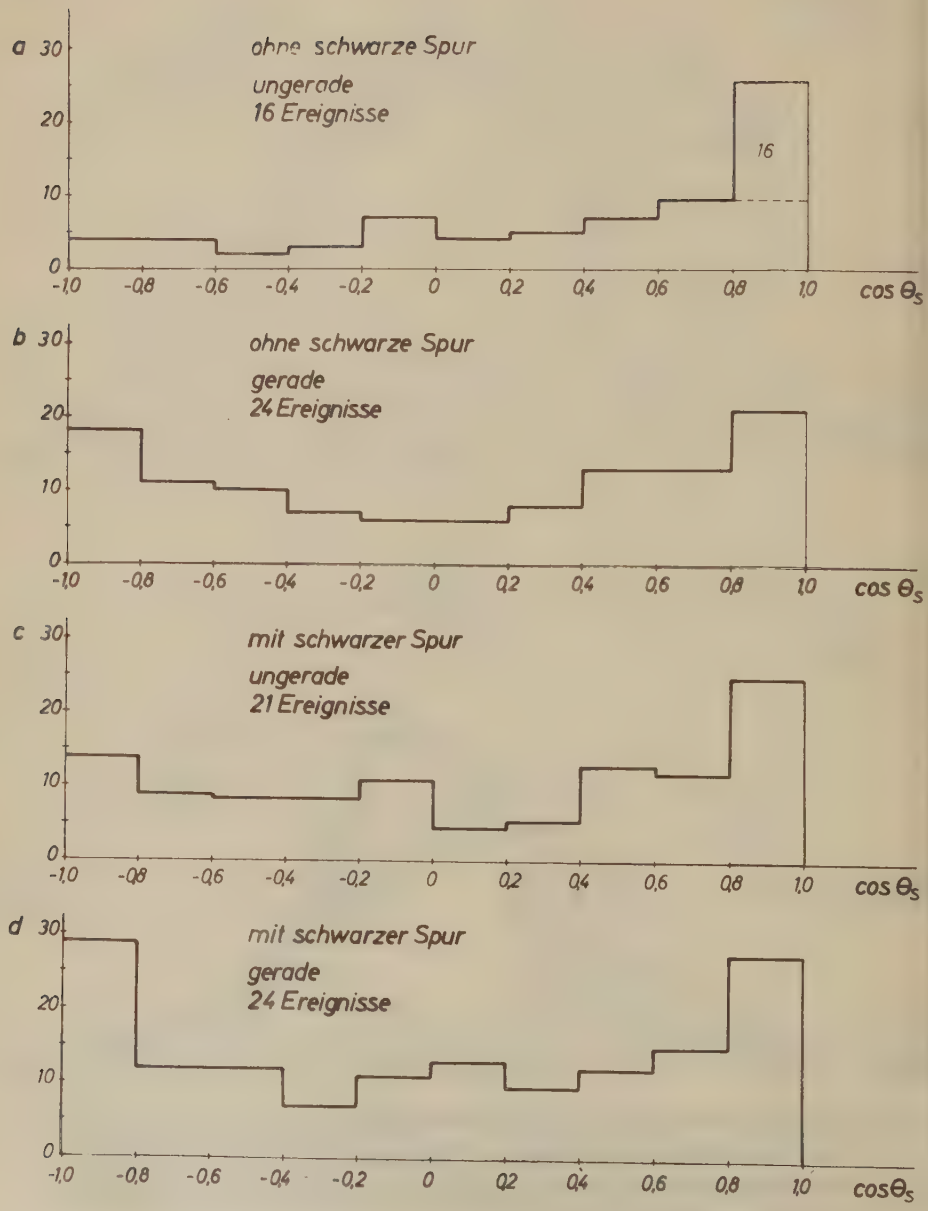
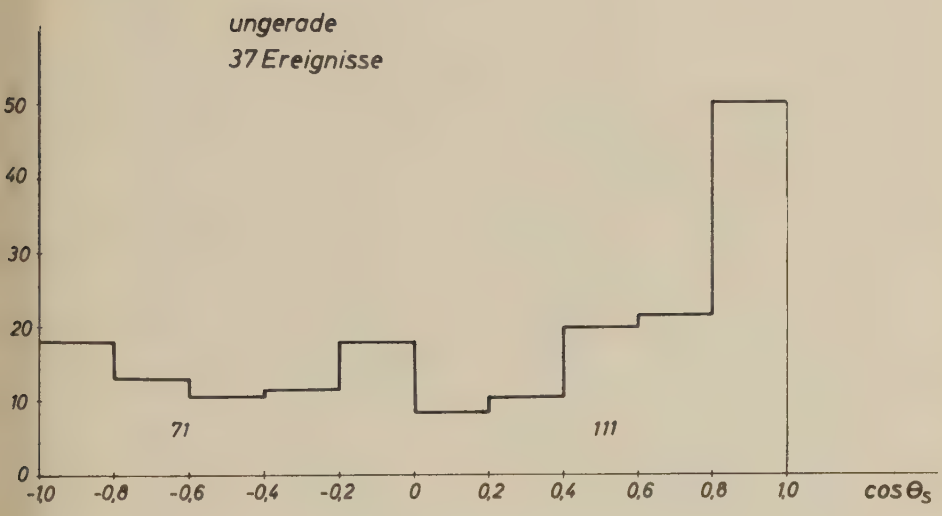


Fig 15 : Differentielle Winkelverteilungen im S-System. m = 1,09.



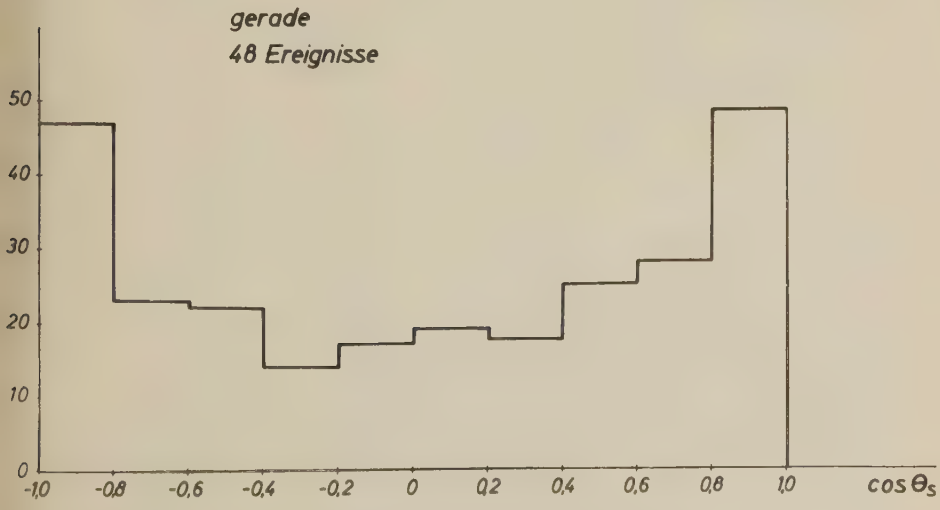


Fig. 16. Differentielle Winkelverteilungen aller Ereignisse im S-System. m = 1,09.

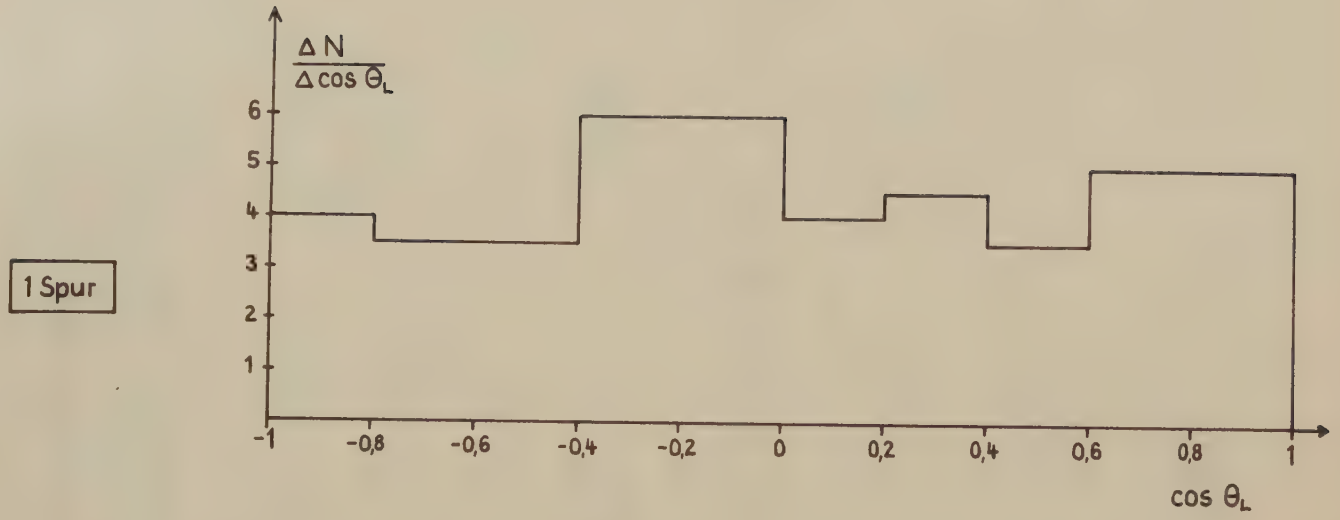


Fig. 17: Differentielle Winkelverteilung der schwarzen Spuren im L-System

lung in Fig. 15d nicht so stark anisotrop sein.

a_1)Diskussion und Separierung der Nukleonen.
Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen deuten: Bei kleinen Inelastizitäten bilden die Stoßpartner im S-System vorwiegend nur sehr kleine Winkel zur Stoßachse. Ihre Verteilung wird also den Bildern unserer geraden Ereignisse ähneln. Sind die im L-System ruhenden Teilchen neutral, so tritt ihre Bündelung in Rückwärtsrichtung (S-System) nicht in Erscheinung und wir werden eine Verteilung ähnlich unserer ungeraden Ereignisse erwarten. Es ist also zu vermuten, daß die Asymmetrie bei den ungeraden und ein großer Teil der Anisotropie bei den geraden Schauern durch die primären Nukleonen hervorgerufen wird. Fig. 16 zeigt die Winkelverteilungen aller gemessenen Ereignisse im S-System. Symmetrisiert man die Verteilung der 37 ungeraden, indem man die Teilchen im Intervall von $\cos\theta_s = 0$ bis $\cos\theta_s = -1$ von der Anzahl im Intervall von $\cos\theta_s = 0$ bis $\cos\theta_s = +1$ abzieht, so erhält man als Differenz 40 Teilchen; 37 Protonen werden erwartet. Eine Anisotropie bei den $\widehat{\pi}$-Mesonen müßte sich dann bei den ungeraden im Nukleon-freien Teil der Verteilung äußern. Weder in Fig. 15a,c noch in Fig. 16 ist eine solche außerhalb der statist. Fehler zu beobachten. Wenn eine Anisotropie vorhanden ist, dann ist sie so schwach, daß sie sich erst bei sehr viel größeren Ereigniszahlen bemerkbar macht. Auch P. Dodd et al.[5] erhalten mit Hilfe der Wasserstoff-Blasenkammer bei einer Energie von 24 GeV und Multiplizitäten > 4 bei den erzeugten Mesonen nur eine sehr schwache Anisotropie.
Die Bündelung der Nukleonen bei den ungeraden Ereignissen in Vorwärtsrichtung im S-System entspricht dem Maximum bei $\mathrm{tg}\,\theta_L = 0{,}06$ im L-System. Natürlich muß man sich davon überzeugen, daß die Maxima bei kleinen Winkeln nicht etwa durch einige wenige Ereignisse hervorgerufen werden, deren Spuren zufällig bei diesem Winkel liegen. Tatsächlich werden diese Maxima bei uns nur von den Spuren gebildet, die im Schauer jeweils den kleinsten Winkel haben. Bei den geraden im L-System müßten dann 3 Maxima vorhanden sein: Ein zentrales bei $\mathrm{tg}\,\theta_L = 0{,}23$ von den $\widehat{\pi}$-Mesonen und symmetrisch dazu 2 Maxima von den Nukleonen: Eines bei $\mathrm{tg}\,\theta_L = 0{,}06$ und das andere bei $\mathrm{tg}\,\theta_L = 1$. (Man erhält das zweite Maximum aus dem ersten über Formel (2) und aus der naheliegenden Annahme, daß die beiden Nukleonen nach der Wechselwirkung im S-System symme-

trisch abgestrahlt werden -s. Abschn. 5d) Daß die beiden Nebenmaxima im Bilde nicht in Erscheinung treten, liegt wahrscheinlich an ihrer Verschmierung mit dem zentralen Maximum bei der Überlagerung. Im Effekt beobachtet man bei den geraden nur eine Verbreiterung der Winkelverteilung. Berücksichtigt man bei der Winkelmessung einen mittleren Fehler der Einzelmessung von $\Delta tg\theta/tg\theta = 10\%$, so errechnet sich in Fig. 13a ein korrigierter Wert für die mittlere quadratische Abweichung von $\sqrt{\sigma^2} = 0{,}53\ ^{+0{,}05}_{-0{,}03}$ und in Fig. 14a: $\sqrt{\sigma^2} = 0{,}56\ ^{+0{,}03}_{-0{,}02}$ (Vertrauensgrenze bei beiden Werten 95%). Um diese Werte für die Verteilungen der $\pi^{\pm}$-Mesonen bei den ungeraden in Fig. 13b und Fig. 14b ausrechnen zu können, wurde zur Eliminierung der Nukleonen folgender Weg eingeschlagen: Wie oben gezeigt, sind die Nukleonen vorwiegend bei kleinen Winkeln um $tg\ \theta_L = 0{,}06$ ($\doteq 3{,}5^0$) konzentriert. Es ist also zu erwarten, daß der Abfall der $\pi^{\pm}$-Verteilung nach großen Winkeln hin ($tg\ \theta_L \geq 0{,}23$) im Wesentlichen ungestört ist. Nun erwähnten wir oben, daß diese Verteilungen gut durch Gauß-Verteilungen angenähert werden können. Es wurde nun durch schrittweises Aufsummieren des ungestörten Abfalles -beginnend von rechts- die eine Hälfte der integralen Verteilung F gebildet. Der Wert F = 1/2 (normiert) ist erreicht, wenn das Ergebnis der Aufsummierung gleich ist der Gesamtanzahl der Teilchen N minus der Anzahl der vorhandenen Nukleonen (= der Schaueranzahl) S dividiert durch 2 :

$$F_{\frac{1}{2}} = \frac{N - S}{2} \qquad (12)$$

Der Winkel, bei dem F = 1/2 erreicht wird, ist dann der Mittelwert der ungestörten Verteilung. In den Fig. 13b und 14b sind diese Äste eingezeichnet. Es errechnet sich hieraus in Fig. 13b ein $\sigma = 0{,}34\ ^{+0{,}06}_{-0{,}04}$ mit einem Mittelwert $tg\ \theta_{L\frac{1}{2}} = 0{,}23\ ^{+0{,}024}_{-0{,}022}$ und in Fig. 14b ein $\sigma = 0{,}35\ ^{+0{,}04}_{-0{,}03}$ bei einem Mittelwert von $tg\ \theta_{L\frac{1}{2}} = 0{,}26\ ^{+0{,}022}_{-0{,}020}$. Die Tabelle 2 zeigt eine Gegenüberstellung aller dieser Werte. Deutlich erkennt man die starke Verbreiterung der geraden gegenüber den ungeraden Verteilungen, während die Mittelwerte innerhalb der Fehlergrenzen recht gut übereinstimmen. Der etwas hohe Wert in Fig. 14b ist sicher auf eine kleine Verbreiterung der Verteilung, hervorgerufen durch eine leichte Störung durch die komplexen Kerne, zurückzuführen.* Sie wirkt

---

*Hierbei wandert in der log. Verteilung auch der Mittelwert nach größeren Winkeln hin.

sich bei den ungeraden (nur komplexe Kerne!) naturgemäß stärker aus als bei den geraden.

	$\operatorname{tg} \Theta_{L\,\frac{1}{2}}$	σ
gerade Fig. 13a	$0{,}23\ ^{+0{,}024}_{-0{,}022}$	$0{,}53\ ^{+0{,}05}_{-0{,}03}$
unger. Fig. 13b	$0{,}23\ ^{+0{,}024}_{-0{,}022}$	$0{,}34\ ^{+0{,}06}_{-0{,}04}$
gerade Fig. 14a	$0{,}23\ ^{+0{,}020}_{-0{,}018}$	$0{,}56\ ^{+0{,}03}_{-0{,}02}$
unger. Fig. 14b	$0{,}26\ ^{+0{,}022}_{-0{,}020}$	$0{,}35\ ^{+0{,}04}_{-0{,}03}$

Tabelle 2: Zusammenstellung der Mittelwerte und Abweichungen.

In Fig. 13b und Fig. 14b sind außerdem noch die auf die Mesonenzahl normierten Gauß-Verteilungen mit den oben angegebenen Schwankungsbreiten eingezeichnet. Zählt man den hierbei weggeschnittenen "Schwanz" nach kleinen Winkeln hin aus, so kommt man in Fig. 13b (16 Schauer) auf $\approx$16 Teilchen und in Fig. 14b (37 Schauer) auf $\approx$ 40 Teilchen. Dies ist wieder ein Hinweis, daß unsere oben entwickelte Vorstellung von den bei $\operatorname{tg} \Theta_L = 0{,}06$ konzentrierten Nukleonen annehmbar ist.

b) Die integralen Winkelverteilungen.

In Fig. 18 sind die integralen Verteilungen im L-System aufgetragen. Der log. Maßstab der Abzisse ist der gleiche wie in den anderen Abbildungen. Alle Kurven sind auf 1 normiert. Die experimentellen Punkte sind durch Spiegelung der durch das eben erwähnte Verfahren erhaltenen integralen Werte an der Achse F = 1/2 gewonnen (Kreise $\doteq$ Fig. 13b; Kreuze $\doteq$ Fig. 14b). Die Fehler ergeben sich aus den Intervallbreiten und den Teilchenzahlen. Zum Vergleich sind die zwei einfachsten, aus der Theorie folgenden Verteilungen eingezeichnet: Für Isotropie, m = 1 und konstanter Sekundärenergie (Formel (7) von Abschnitt 4a) und für Isotropie und Heisenberg-Spektrum der Sekundärteilchen (Formel (10) von Abschn. 4b).

b_1) Diskussion und Vergleich mit der Theorie.

Man erkennt, daß die von Fig. 13b gewonnene integrale Verteilung

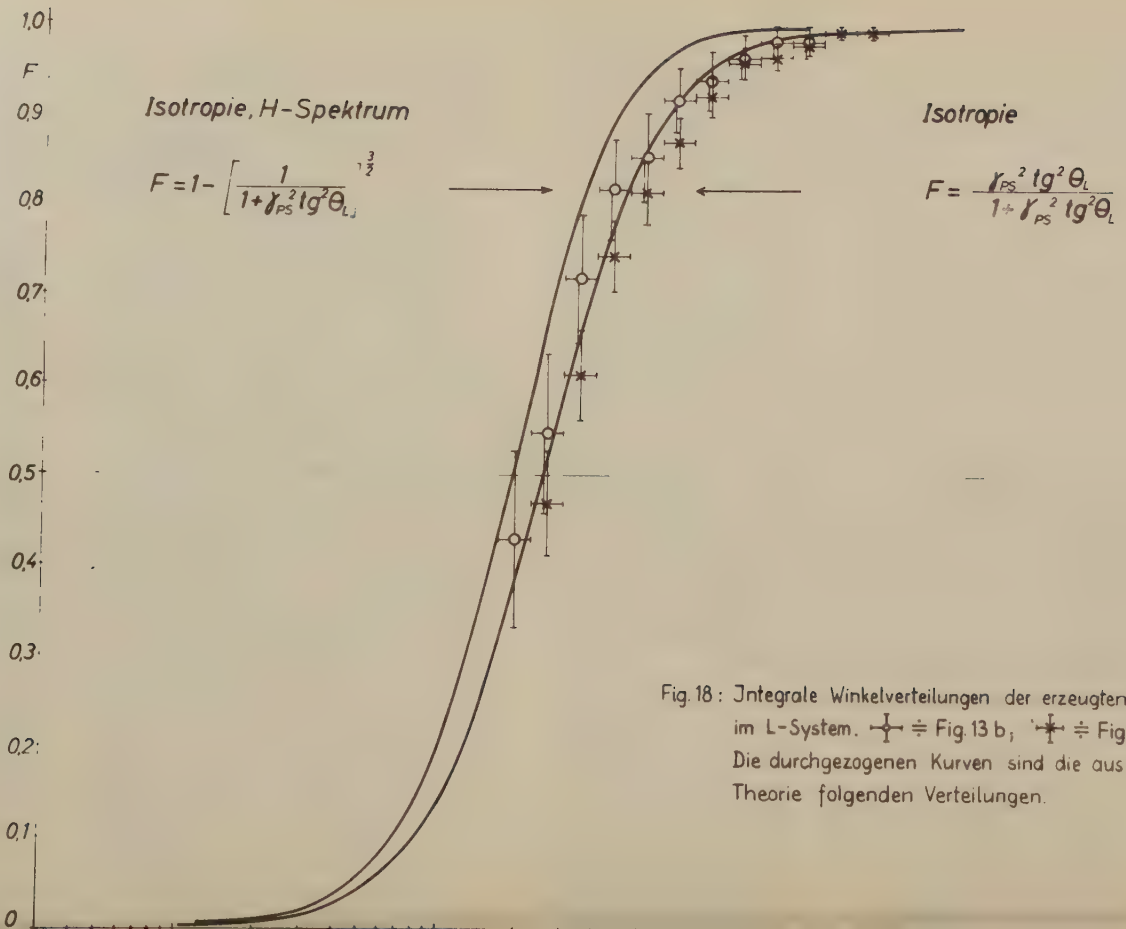


Fig. 18 : Jntegrale Winkelverteilungen der erzeugten Mesonen im L-System. ⊣⊢ ≙ Fig. 13 b; ⊣⊢ ≙ Fig. 14 b. Die durchgezogenen Kurven sind die aus der Theorie folgenden Verteilungen.

mit m = 1 und isotroper Erzeugung verträglich ist. Aber auch das Heisenberg-Spektrum kann nicht ganz ausgeschlossen werden, solange der Verlauf der Werte nach kleineren Winkeln hin noch nicht bekannt ist. Die aus Fig. 14b erhaltene Verteilung ist nicht viel anders, nur sind die ganzen Werte aus dem oben erwähnten Grunde um etwa das 0,7 fache einer Intervallbreite nach rechts verschoben.
Es ist sicher falsch, nun auf die Nichtexistenz eines Spektrums zu schließen. Wie schon der relativ geringe Unterschied der beiden theoretischen Kurven zeigt, ist die Winkelverteilung hiergegen nicht allzu empfindlich.

c) Die Inelastizität.

In Abschnitt 4b erwähnten wir schon ihre Definition im S-System:

$$K_s = \frac{\text{in Teilchenerzeugung umgesetzte Energie}}{\text{zur Verfügung stehende Energie}}$$

Werden nur π -Mesonen erzeugt, so gilt:

$$(13) \qquad K_s = \frac{n_\pi \cdot \overline{\gamma}_{ss} \cdot m_\pi \cdot c^2}{2(\gamma_{rs}-1) M_r \cdot c^2}$$

Zur Abschätzung der mittleren Energie $\overline{\gamma}_{ss}$ der Sekundärteilchen im S-System wurde folgender Weg beschritten:
Aus Abschn. 4a Formel (1) folgt für m ≠ 1

$$(14) \qquad \gamma_{rs} \operatorname{tg} \Theta_{L\frac{1}{2}} = \frac{1}{m} ; \quad m = \frac{\beta_{rs}}{\beta_{ss}}$$

Hieraus folgt:

$$(15) \qquad \frac{\beta_{rs}}{\beta_{ss}} = \frac{1}{\gamma_{rs} \operatorname{tg} \Theta_{L\frac{1}{2}}} = 1,09 \pm 0,09 \quad \text{(ungest. Ereign.)}$$

Für m < 1 gilt dies exakt. Ist jedoch $\beta_{rs} > \beta_{ss}$, was aus Energiegründen meistens vorliegt, so erhält der Winkel $\Theta_{L\frac{1}{2}}$ nicht nur die Teilchen, die im S-System nach vorn gelaufen sind, sondern auch einige, die im S-System nach rückwärts emittiert wurden. Nach Dilworth et al.[25] sind dies für isotrope Winkelverteilung und m = 1,2 etwa 1% aller vorhandenen Spuren, für kleinere m noch weniger. Dieser Einfluß, der sonst den Halbwinkel verfälschen könnte, kann also unberücksichtigt bleiben.
Die Fehlergrenzen von m schließen m = 1 noch mit ein. Es ist also nicht überraschend, daß die integrale Verteilung mit m = 1 (Fig. 18) die Ergebnisse gut beschreibt.
Aus Formel (14) folgt für die mittlere Sekundärenergie:

$$(16) \qquad \overline{\gamma}_{ss} = \sqrt{\frac{1}{1-\beta_{rs}^2 \gamma_{rs}^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_{L\frac{1}{2}}}} = \sqrt{\frac{1}{1-(\gamma_{rs}^2-1)\operatorname{tg}^2 \Theta_{L\frac{1}{2}}}} = 2,18 \pm 0,5$$

In Fig. 19 ist die mittlere Sekundärenergie $\overline{\gamma}_{ss}$ als Funktion der Primärenergie γ_{ps} einmal nach Heisenberg (H; nur π-Mesonen-Erzeugung)[20] und einmal nach Fermi (F; untere Grenze für zentrale Stöße)[17] aufgetragen. Die Punkte entsprechen den Messungen aus Berkeley (B)[1] und Dubna (D)[26]. (C) zeigt unseren Wert. Hiernach scheinen die Sekundärenergien tatsächlich nur schwach mit der Primärenergie anzusteigen. Zur Berechnung der Inelastizität wurde eine mittlere Multiplizität von

$$\overline{n}_{\pi^\pm} = 3,65 \pm 0,25$$

zugrunde gelegt.(s. Abschn. 2). Daraus ergibt sich unter Voraussetzung von Ladungsunabhängigkeit

$$K_s = 0,29 \pm 0,08$$

Dieser Wert ist wahrscheinlich nur eine untere Grenze, da die Erzeugung von schweren Teilchen nicht berücksichtigt wurde. Da dies nach dem oben Gesagten (Abschn. 3) aber nur wenige Prozente sind, kommt unser Ergebnis dem wirklichen Wert sicher nahe. Fig. 20 zeigt die Korrelation der Inelastizität mit der Primärenergie, Kurve H nach Heisenberg. Es scheint tatsächlich ein Abfall der Inelastizitäten nach höheren Energien hin zu bestehen.

d) Der Transversalimpuls der Nukleonen.

Wenn die obigen Überlegungen stimmen, werden die primären Nukleonen nach der Wechselwirkung bevorzugt unter einem Winkel von $\theta_L = 3,5^\circ$ im L-System abgestrahlt. Hieraus errechnet sich für das S-System ein Winkel von $\theta_s = 26^\circ 20'$ (m = 1). Der Transversalimpuls beträgt:

$$(17) \qquad p_\perp = p_L \sin\theta_L = p_s \sin\theta_s$$

Da die Nukleonen im S-System symmetrisch abgestrahlt werden, erhält man aus der Inelastizität und dem Energiesatz (Abschn. 5c) für die kinetische Energie jedes einzelnen Nukleons im S-System nach dem Stoß:

$$(18) \quad E_s = (\gamma_{ps} - 1) M_p c^2 [1 - K_s] = 1,95 \pm 0,3 \text{ GeV}$$

$$\rightsquigarrow \quad p_\perp = 1,2 \pm 0,2 \text{ GeV/c}$$

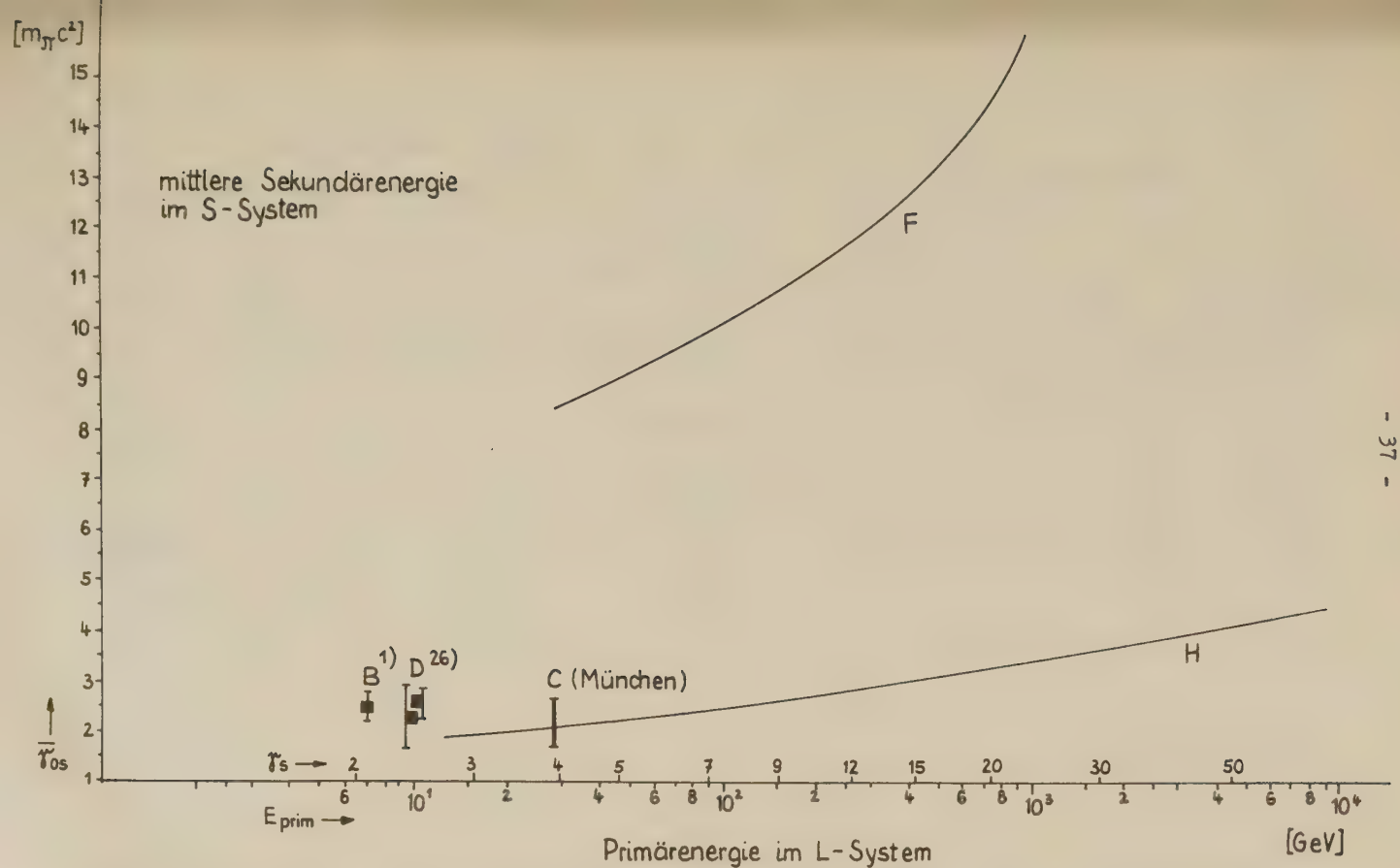


Fig. 19: Mittlere Energie der erzeugten Teilchen im S-System $\bar{\gamma}_{ss}$ als Funktion der Primärenergie. H nach Heisenberg [20]; F nach Fermi [17].

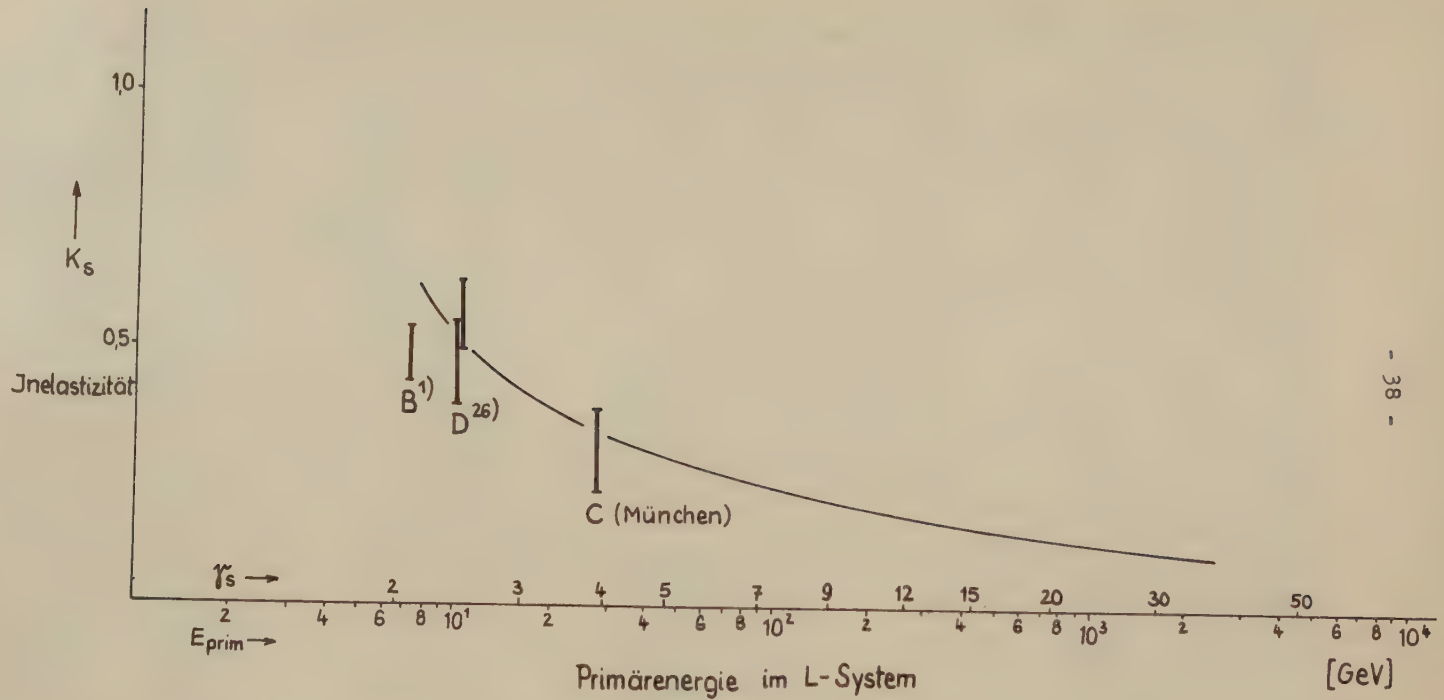


Fig. 20: Inelastizität K_s im S-System als Funktion der Primärenergie. Kurve nach Heisenberg [20].

In dieser Abschätzung ist der Winkelfehler nicht enthalten. Tabelle 3 zeigt die von Edwards et al.[27] bei einer Primärenergie von 10^3 bis 10^5 GeV gemessenen Transversalimpulse.

Teilchensorte	Transversalimpuls $p_\perp$ (GeV / c)	Autor
gel. Schauerteilchen	0,41 ± 0,13	Edwards et al.[27]
gel. Schauerteilchen	0,8 ± 0,1	
neutr. Schauerteilchen (K-Mesonen?)	1,4 ± 0,2	
Elektronenpaare	0,52 ± 0,16	
Nukleonen	1,2 ± 0,2	dieses Experiment

Tabelle 3: Zusammenstellung der von Edwards et al. bei einer Primärenergie von 10^3 bis 10^5 GeV gemessenen Transversalimpulse mit unserem Wert.

B. Elastische Streuung.

1) Die Meßmethode.

Wie schon erwähnt, steht ein gut fokussierter Protonenstrahl zur Verfügung. Der Gedanke liegt nahe, die Protonen an komplexen Kernen der Photoemulsion elastisch zu streuen. Hier gibt es aber zwei Schwierigkeiten: a) An welchem Kern findet die Streuung statt?

b) Wie mißt man die extrem kleinen Streuwinkel?

Zu Punkt a):

Man ist zu einer Mittelwertbildung gezwungen. Im vorliegenden Fall wurde zur Berechnung eines mittleren Atomgewichtes $\bar{A}$ die spezifische Anzahl n_i von Atomen der Sorte i und der geometrische Wirkungsquerschnitt $A_i^{\frac{2}{3}}$ als Gewicht benutzt. Dann folgt aus der bekannten Zusammensetzung von Ilford-Emulsionen:

$$\bar{A} = \frac{\sum_i n_i A_i^{\frac{2}{3}} \cdot A_i}{\sum_i n_i A_i^{\frac{2}{3}}} = 70 \qquad (19)$$

Hieraus erhält man den Radius des mittleren Kernes zu

$$R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{\frac{1}{3}} = 5{,}8 \cdot 10^{-13}\ cm$$

Dies stimmt überein mit einer Abschätzung von Powell et al.[9], nach der bei sehr hohen Energien 72% aller Wechselwirkungen an den Kernen von Ag und Br stattfinden. Der Rest von 28% geschieht an den leichteren Kernen (H, C, N, O, S).

In grober Näherung ist der Einfluß der Kernladungszahl Z auf den Wirkungsquerschnitt proportional zu Z^2 (Rutherford-Formel). Damit würde sich für die Kernladungszahl folgende Mittelung ergeben:

$$\bar{Z} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2 \cdot Z_i}{\sum_i n_i Z_i^2} = 41 \qquad (20)$$

Auch hier überwiegt der Einfluß der schweren Kerne. Die Zahlen geben an, wie sich die Emulsion den anfliegenden Protonen präsentiert.

Zu Punkt b):

Natürlich ist es hoffnungslos, Winkel von der Größenordnung $0{,}1^\circ$ genügend genau mit der Winkelrose zu messen. Es wurde deshalb ein den "Streumessungen nach der Koordinatenmethode" verwandtes Verfahren angewandt: Von der zu messenden Spur wurden 4 mm ver-

folgt und ihre Abweichung relativ zu einer Bezugsgeraden mit einem Okular-Mikrometer (projizierter Winkel) und der Höhenverstellung des Mikroskop-Tisches (Tauchwinkel) mehrfach gemessen. Als Bezugsgerade diente die y-Achse des Mikroskop-Tisches. Der Fehler einer Winkelmessung betrug etwa $0{,}05^\circ$. Die Vielfachstreuung selbst ist hier von der Größenordnung $0{,}01^\circ$, kann also vernachlässigt werden.
Auf diese Weise wurden am Anfang von 2 Photoplatten die Richtungen von 500 einlaufenden Protonen ausgemessen und auf die durch Mittelwertbildung bestimmte Strahlachse bezogen. (Fig. 21, Meßregion I).
Dasselbe Verfahren wurde 70 mm weiter mit 1500 Spuren wiederholt (Meßregion II). Es soll im Folgenden versucht werden, aus der sich ergebenden Verbreiterung der Winkelverteilung Informationen über die elastische Streuung zu gewinnen. Da auch hier die Winkel durch eine Mittelwertbildung auf die Strahlachse bezogen wurden, spielen eventuelle Verzerrungen zwischen den beiden Meßregionen keine Rolle.

2) Ergebnisse und Korrekturen.

Fig. 22a zeigt die differentielle Winkelverteilung in Meßregion I. Ein mittleres Schwankungsquadrat von $\sigma^2 = (0{,}04^\circ)^2$ bedeutet, daß die Protonen in dem gewählten kleinen Ausschnitt (30 x 0,8 mm) praktisch vollkommen parallel in die Platten eintreten (Fehler der Einzelmessung etwa $0{,}05^\circ$). Fig. 22b zeigt die differentielle Winkelverteilung von 0° bis $0{,}6^\circ$ in Meßregion II. Man erkennt die starke Verbreiterung.* Diese Verteilung enthält aber auch Spuren von inelastischen Ereignissen zwischen den beiden Meßregionen. Zu ihrer Eliminierung machen wir folgende Überlegung:
Wir wollen uns nur für Streuwinkel $0{,}2^\circ \leq \theta_L \leq 0{,}6^\circ$ interessieren. Die erste Zeile von Tabelle 4 zeigt die differentielle Winkelverteilung für unsere 85 inelastischen Ereignisse, die nur 4 Spuren in diesem Bereich lieferten.

$\measuredangle\ \theta_L$:	$0{,}2^\circ$	$0{,}3^\circ$	$0{,}4^\circ$	$0{,}5^\circ$	$0{,}6^\circ$
$dN_s/d\theta_L$	0	1	1,5	1,5	
$3{,}5 \times dN_s/d\theta_L$	0	3,5	5,3	5,3	

Tabelle 4: Winkelverteilung der inelastischen Ereignisse.

*Doppelstreuung kann vernachlässigt werden, da die Wahrscheinlichkeit hierfür < 1% ist.[3]

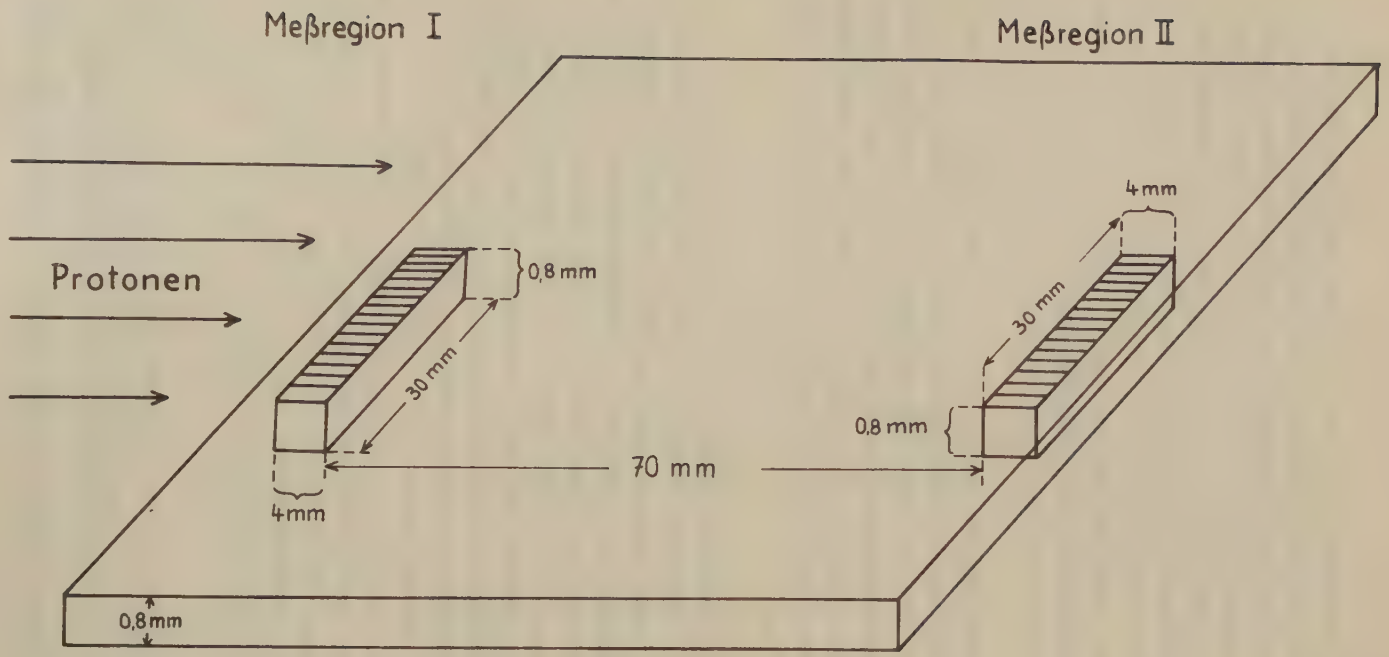


Fig. 21: Zur elastischen Streuung: Die Meßregionen in der Emulsion.

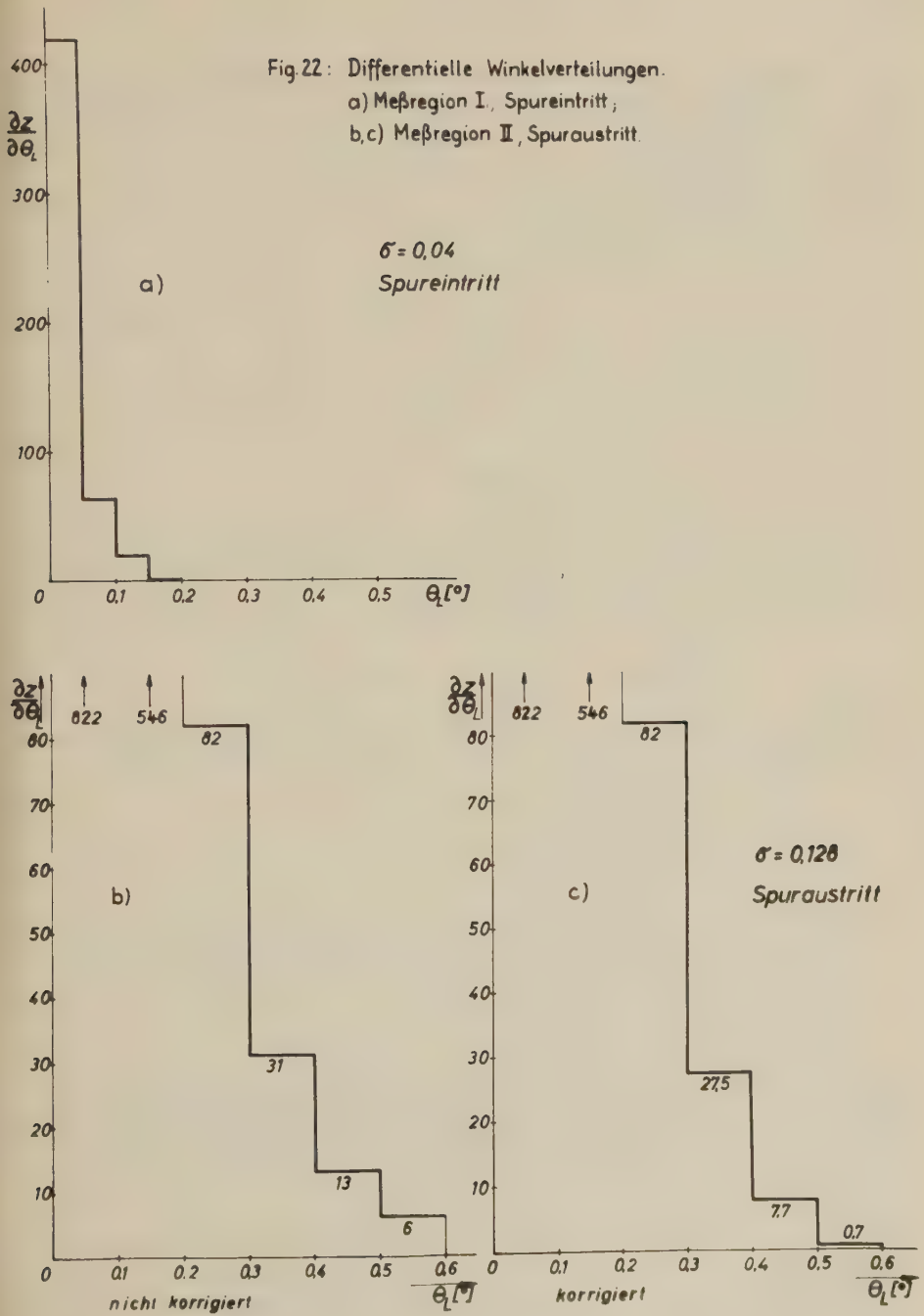


Fig. 22: Differentielle Winkelverteilungen.
a) Meßregion I., Spureintritt;
b,c) Meßregion II, Spuraustritt.

Wir hatten eine mittlere freie Weglänge von $\lambda = 42{,}6 \pm 2$ cm für inelastische Ereignisse erhalten (Kap. A, 1). Da wir diesen Wert sehr genau brauchen, wurde eine gewichtete Mittelung mit Ergebnissen der Laboratorien von Lüttich ($\lambda = 40{,}1 \pm 3$ cm), Paris ($\lambda = 33{,}6 \pm 2$ cm), Rom ($\lambda = 36{,}4 \pm 1$ cm) und Parma ($\lambda = 37{,}2 \pm 1$ cm) durchgeführt.* Es ergibt sich:

$$\overline{\lambda} = 37{,}6 \pm 1 \text{ cm}$$

Die Protonendosis in den Platten beträgt 2×10^4 Protonen/cm^2. In unsere Meßregion I treten also $N_0 = 3 \times 0{,}08 \times 2 \times 10^4 = 4800$ Protonen ein. Sie werden durch inelastische Streuung exponentiell nach dem Gesetz

$$N = N_0 \, e^{-\frac{x}{\lambda}} \tag{21}$$

geschwächt. Nach 7 cm sind somit nur noch ≈ 4000 Protonen vorhanden. Es sind ungefähr 800 Schauer entstanden. Bei unseren 85 Ereignissen fielen 4 Schauerspuren in das Intervall $0{,}2^\circ \leq \theta_L \leq 0{,}6^\circ$ (Tab. 4). Mithin fallen bei den 800 Schauern

$$\frac{800}{85} \times 4 = 38 \text{ Spuren in dieses Intervall.}$$

Insgesamt haben wir also in Meßregion II ≈ 4038 Spuren. Hiervon sind jedoch nur 1500 Spuren aufgenommen worden. Zur Normierung erhält man also den Faktor:

$$\frac{800}{85} \times \frac{1500}{4038} = 3{,}5$$

Das so normierte Spektrum zeigt die zweite Zeile von Tabelle 4. Diese Werte sind von denen in Fig. 22b zu subtrahieren. Fig. 22c zeigt die korrigierte Winkelverteilung. Das mittlere Schwankungsquadrat beträgt $\sigma^2 = (0{,}128^\circ)^2$.

3) Theoretische Überlegungen.

Wir wollen versuchen, die Verhältnisse durch ein einfaches optisches Modell zu beschreiben. Bekanntlich führt man hier für einen kugelförmigen Kern konstanter Dichte einen komplexen Brechungsindex von der Form ein[28, 29, 30]:

$$n = 1 + \frac{k_1}{k} + i\frac{K}{2k} \tag{22}$$

* Der Verfasser dankt der European Collaboration für die Überlassung der Werte.

k ist die Wellenzahl des anfliegenden Protons außerhalb des Kernes.

$$(23) \qquad k = \frac{\sqrt{E^2 - m^2c^4}}{\hbar c}$$

E = Totalenergie des Protons

$k + k_1$ ist die Wellenzahl des Protons innerhalb des Kernes und K der Absorptionskoeffizient. Das Kernpotential $V = V_1 + iV_2$ hängt im extrem relativistischen Fall in einfacher Weise mit den Wellenzahlen zusammen:[31]

$$(24) \qquad V_1 = \hbar\beta c\, k_1$$
$$V_2 = \hbar\beta c\, \frac{K}{2}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption, σ_A, ist gegeben durch

$$(25) \qquad \sigma_A = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{(1-2KR)\, e^{-2KR}}{2K^2R^2} \right\}$$

$\frac{\sigma_A}{\pi R^2}$ ist also nur eine Funktion von K x R . In Fig. 23 ist diese Abhängigkeit für variables K x R aufgetragen.

Der totale Wirkungsquerschnitt als Summe von Absorption und Beugung ist gegeben durch:

$$(26) \qquad \sigma_T = \sigma_A + \sigma_D = \sigma_A + 2\pi \int_0^R \left| 1 - e^{-(K + i k_1)(R^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}} \right|^2 r\, dr$$

Das Verhältnis σ_T / σ_A wird damit:

$$(27) \qquad \frac{\sigma_T}{\sigma_A} = 1 + \frac{2 \int_0^{KR} \left| 1 - e^{-(1 + i \frac{k_1}{K})(K^2R^2 - K^2r^2)^{\frac{1}{2}}} \right|^2 K r\, d(Kr)}{K^2R^2 \left\{ 1 - \frac{(1-2KR)\, e^{-2KR}}{2K^2R^2} \right\}}$$

Man erkennt, daß dieses Verhältnis auch eine Funktion von K x R ist mit dem Parameter k_1/K. Fig. 24 zeigt diese Funktion für verschiedene Werte von k_1/K. Auf den experimentellen Punkt kommen wir im nächsten Kapitel zu sprechen.

Zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wollen wir die Überlegungen von K. M. Gatha und R. J. Riddel[29] benutzen. Hier wird unter Vernachlässigung von Spin-Wechselwirkungen von einer Klein-Gordon-Gleichung für das System Proton-Kern ausgegangen und diese mit Hilfe der Born'schen Näherung gelöst. Es ergibt sich ein Ausdruck, der geschrieben werden kann:

$$(28) \qquad \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \left[f(\theta) \right]^2 + \left[g(\theta) \right]^2$$

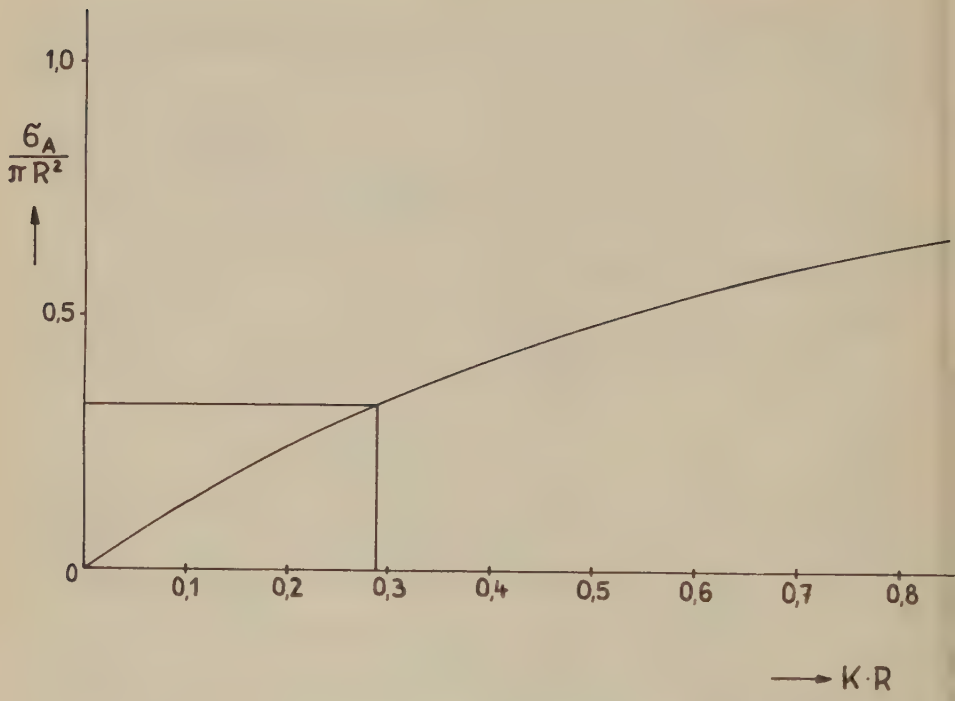


Fig. 23: Der Absorptionswirkungsquerschnitt in Einheiten des geometr. Querschnittes als Funktion von $K \cdot R$, K = Absorptionskoeffizient. (s. Formel 25.)

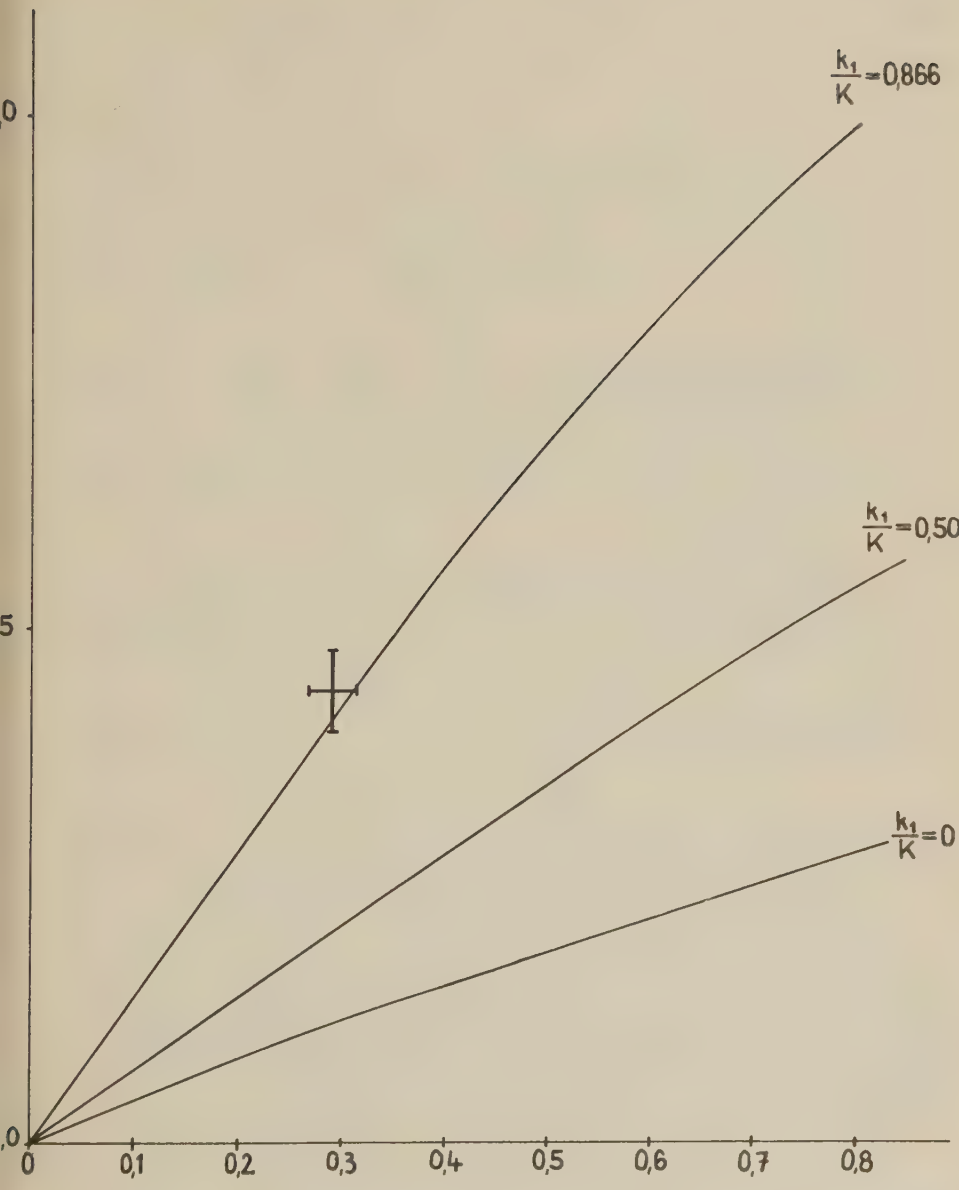


Fig. 24 : $\sigma_{total} / \sigma_{absorption}$ als Funktion von K·R bei verschiedenen Parametern k_1/K (Formel 27).

k_1 = Realteil
K = Imaginärteil } der Wellenzahl im Kern.

mit:
$$f(\theta) = \left\{\left[(\alpha + 3c'\eta^2)\omega^2 - 6c'\right]\sin(\eta\omega) - \left[(3c'\eta^3 + \alpha\eta)\omega^3 - 6c'\eta\omega\right]\cos(\eta\omega)\right\}/k\omega^5$$

$$g(\theta) = \left\{b\omega^2\sin(\eta\omega) - b\eta\omega^3\cos(\eta\omega)\right\}/k\omega^5$$

hier bedeuten:

$$\eta = k\cdot R \;; \quad \alpha = -\frac{2E\left(V_1 + \frac{3}{2}\frac{Ze^2}{R}\right)}{E^2 - \mu^2c^4} \;; \quad b = \frac{K}{k}$$

$$c' = \frac{ZE}{137\sqrt{E^2 - \mu^2c^4}\,k^3R^3} \;; \quad \omega = 2\sin\tfrac{1}{2}\theta$$

Wir werden diese Formel im nächsten Abschnitt anwenden.

4) Anwendung der Theorie auf die experimentellen Ergebnisse und Diskussion.

Zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten K benutzen wir Fig. 23. Der Absorptionswirkungsquerschnitt σ_A ergibt sich aus der mittleren freien Weglänge λ und der Anzahl der Atome/cm^3 in der Emulsion S zu

(29)
$$\sigma_A = \frac{1}{S\cdot\lambda} = 0{,}34 \pm 0{,}01 \text{ barn}$$

Mit dem Radius unseres mittleren Kernes von $R = 5{,}8 \times 10^{-13}$ cm erhält man das Verhältnis

$$\frac{\sigma_A}{R^2\pi} = 0{,}32 \pm 0{,}01$$

Fig. 23 liefert hierfür ein $K \times R = 0{,}29 \pm 0{,}02 \rightsquigarrow K = (5 \pm 0{,}3) \times 10^{11}$. Hieraus folgt mit (24) für den Imaginärteil des Potentials

$$V_2 = 5 \pm 0{,}3 \text{ MeV}$$

Die Abschätzung des Realteiles k_1 ist schwieriger. Wir wollen zunächst mit Hilfe von Fig. 24 eine untere Grenze angeben. Aus Fig. 22c entnimmt man, daß auf etwa 9982 cm Spurlänge 118 Streuungen kommen ($0{,}2^\circ \leq \theta_L \leq 0{,}6^\circ$). Dem entspricht eine mittlere freie Weglänge von

$$\lambda_s = 84{,}7 \pm 7 \text{ cm}^*$$

$$\rightsquigarrow \sigma_s = 0{,}15 \pm 0{,}01 \text{ barn}$$

Dies ist sicher eine untere Grenze für den Wirkungsquerschnitt, da in dem angegebenen Winkelintervall nicht alle Streuungen enthalten sind. Es folgt für das Verhältnis:

* B. P. Bannik et al.[3] geben bei E=9 GeV für λ_s = 72 cm an.

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_A} > \frac{0{,}34 + 0{,}15}{0{,}34} = 1{,}44 \pm 0{,}04$$

Diesen Wert zeichnen wir in Fig. 24 ein. Er paßt gut zu $k_1/K=0{,}87$. Daraus folgt für $k_1 > 0{,}87 \times K = (4{,}3 \pm 0{,}3) \times 10^{11}$.
Für den Realteil des Kernpotentials ergibt sich damit eine untere Grenze von

$$|V_1| > 8{,}6 \text{ MeV}$$

Zur Gewinnung einer oberen Grenze benutzen wir die differentielle Winkelverteilung. In Fig. 25 sind die Laborwinkel und Teilchenzahlen in Schwerpunktswinkel und differentielle Wirkungsquerschnitte umgerechnet worden. Für sehr kleine Streuwinkel und sehr große Energien kann man für die Transformation einfach die Erhaltung des Transversalimpulses nehmen:

$$(30) \qquad p_L \theta_L = p_S \theta_S \; ; \qquad p_S = p_L \frac{m_2}{m_2 + \sqrt{p_L^2 + m_1^2}} \; ; \; c = 1$$

Für m_1 steht die Protonenmasse und für m_2 die Masse unseres mittleren Kernes.
Ist dN die Anzahl der Streuungen im Winkelintervall $d\theta$ um θ und L die Spurlänge, so gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$(31) \qquad \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{dN}{s \cdot L \cdot 2\pi \sin\theta \, d\theta}$$

Fig. 25 zeigt auch die nach der Theorie von Gatha und Riddel[29] (Formel 28) berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Realteile V_1 des Kernpotentials: $V_1=0$, K=0 (Coulomb-Streuung); $V_1=+9$ MeV; $V_1=-30$ MeV; $V_1=+30$ MeV; $V_1=+60$ MeV. Die tiefen Minima bei $\theta_s = 0{,}46^\circ$ werden im Experiment nicht beobachtet. Dies kann 3 Gründe haben:

a) Die Minima werden infolge der Meßfehler nicht aufgelöst.
b) Das Modell ist nicht gut.
c) Die Lage des Minimums ist vom Radius des streuenden Kerns abhängig. Bei Streuungen an verschiedenen Kernsorten können die Minima durch Interferenz verschwinden.

Der Verfasser möchte Punkt c) als den wichtigsten Grund für die Abwesenheit des Minimums bezeichnen. Anstatt über alle Kerne zu mitteln, wäre es besser gewesen, die Kurven für jede einzelne Kernsorte zu berechnen und gewichtet zu überlagern. Hierzu ist aber nach dem obigen Rechnungsgang die Kenntnis des Absorptionswirkungsquerschnittes σ_A für jeden einzelnen Kern erforderlich.

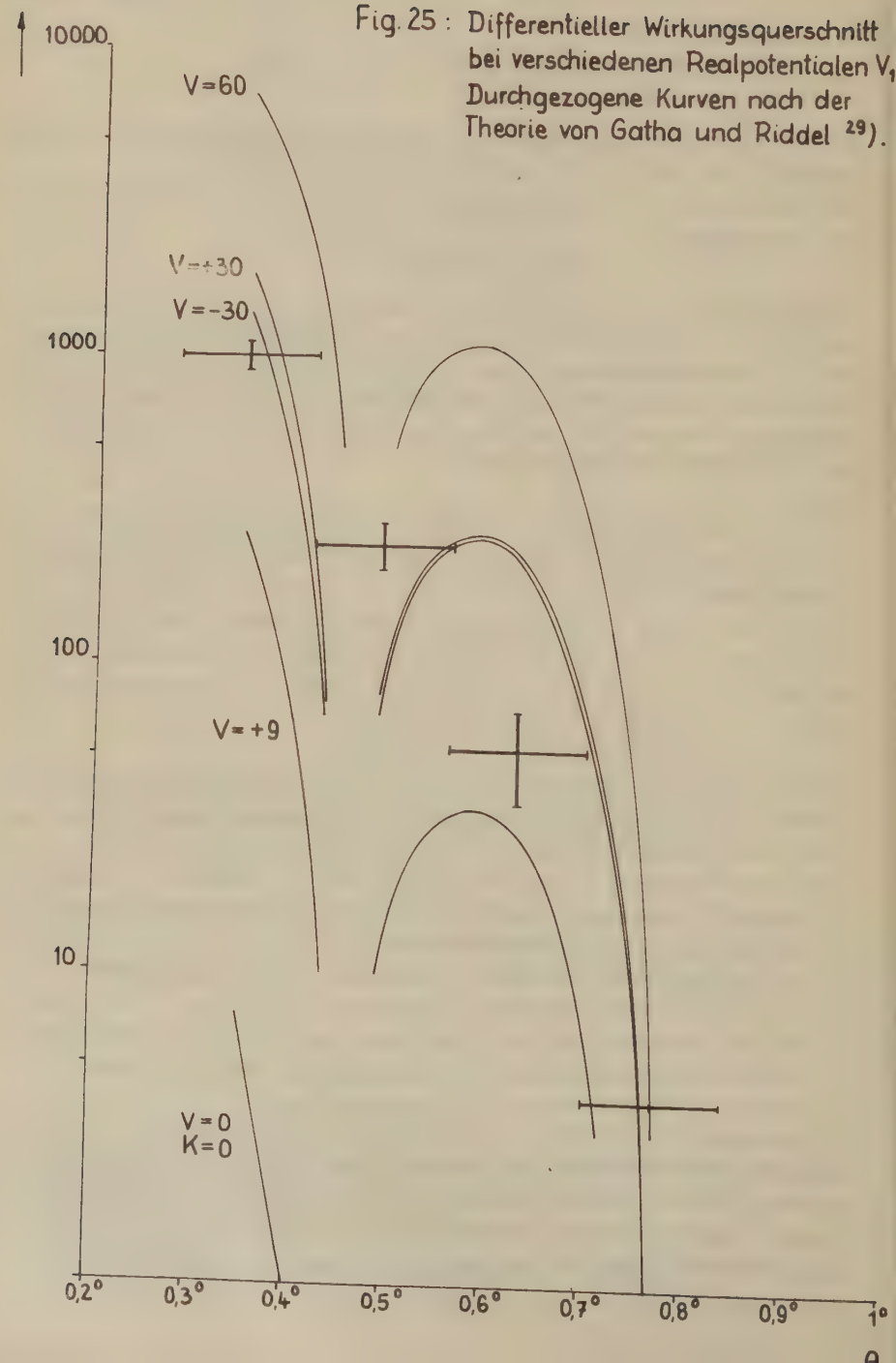


Fig. 25 : Differentieller Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Realpotentialen V_1. Durchgezogene Kurven nach der Theorie von Gatha und Riddel [29].

Diese σ_A sind jedoch nicht alle bekannt und in der Emulsion einzeln nicht meßbar. Es blieb also zur Beschreibung des experimentellen Materials kein anderer Weg übrig als der beschrittene.

Trotz dieser Näherungen geben die Kurven den Verlauf der experimentellen Wirkungsquerschnitte überraschend gut wieder. Coulomb-Interferenzen können leider nicht beobachtet werden. Die Kurven für anziehendes und abstoßendes Kernpotential liegen zu dicht bei einander . Auch hier ist $|V_1| > 9$ MeV. Eine obere Grenze scheint $|V_1| = 60$ MeV zu sein.

$$9 \text{ MeV} < |V_1| < 60 \text{ MeV}$$

Ein Potential von $|V_1| = 30 - 40$ MeV ist mit den experimentellen Werten verträglich. Tab. 5 gibt eine Zusammenstellung der von anderen Autoren bei anderen Energien erhaltenen Potentiale:

Teilchen	Target	Energie(MeV)	V_1(MeV)	Autor
Proton	Ti,V,Fe,Ni Cu,Ga,Ag	31,5	35	32)
Proton	Cu	900	38	33)
Proton	Emulsion	8700	30	3)
Proton	Emulsion	27000	30-40	dieses Experiment

Tabelle 5: Realpotentiale V_1 bei verschiedenen Primärenergien.

Nehmen wir anziehendes Potential an, so deuten die Daten nach Tabelle 5 darauf hin, daß der Realteil des Kernpotentials im optischen Modell in der Energieregion von 30 MeV bis etwa 30 GeV ziemlich konstant bleibt.

V. Zusammenfassung

Zum Studium der Vielfacherzeugung von Mesonen und der elastischen Streuung von Protonen an komplexen Kernen wurden im herausgestreuten 27 GeV/c Protonenstrahl des C E R N - Protonensynchrotrons/

Genf ("Bern-Beam") 2 Pakete mit Kernspuremulsionen exponiert.

A. Inelastische Streuung.

Es wird gezeigt, daß Kaskadenprozesse innerhalb des Kerns für die Mesonenerzeugung keine Rolle spielen.
Die Trennung der Ereignisse in Proton-Proton- und Proton-Neutron-Stöße läßt erstmals den starken Einfluß der primären Nukleonen auf die Winkelverteilung der Sekundärteilchen erkennen: Es gelang, die Nukleonen zu separieren und die differentiellen und integralen Winkelverteilungen der erzeugten $\pi^{\pm}$-Mesonen aufzunehmen. Eine Anisotropie im S-System wird außerhalb der Fehlergrenzen nicht beobachtet. Es ergibt sich eine starke Bündelung der Nukleonen in der Nähe der Stoßachse bei $\theta_s = 26^o20'$ bzw. $\theta'_s = 180^o - \theta_s = 153^o40'$. Hieraus errechnet sich für die Nukleonen ein Transversalimpuls $p_\perp = 1{,}2 \pm 0{,}2$ GeV/c. Ähnliche Werte erhielten auch andere Autoren im Energiebereich 10^3 - 10^5 GeV (kosm. Strahlung).
Die Werte für die mittlere Energie der sekundären π-Mesonen $\overline{\gamma_{ss}} = 2{,}18 \pm 0{,}5$ (in Ruhemassen) und für die Inelastizität $K_s = 0{,}29 \pm 0{,}08$ sind in guter Übereinstimmung mit Überlegungen von Heisenberg.
Anzeichen für die Richtigkeit des Zweizentren-Modells werden nicht gefunden. Die Vorstellung einer nahezu isotropen Erzeugung von π-Mesonen einer gewissen mittleren Sekundärenergie bei kleiner Inelastizität und einem konstanten Transversalimpuls der beiden Nukleonen beschreibt unser Material sehr gut.

B. Elastische Streuung.

Ein neuartiges Verfahren zur Messung totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte von Kernen der Photoemulsion gegen hochenergetische Protonen wird erprobt. Eine gewichtete Mittelung ersetzt die Emulsion durch einen "mittleren Kern" von $\overline{A} = 70$; $\overline{Z} = 41$. Zur Analyse der Ergebnisse dient ein optisches Modell mit einem komplexen Kastenpotential. Für den Imaginärteil ergibt sich:

$$V_I = 5 \pm 0{,}3 \text{ MeV}$$

Der Realteil ergibt sich zu:

$$V_R \approx 30 - 40 \text{ MeV} \qquad (9 \text{ MeV} < |V_R| < 60 \text{ MeV})$$

Bei positivem Vorzeichen (anziehendes Potential) zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren, daß bei mittleren und schweren Kernen der Realteil im Energiebereich von 30 MeV bis etwa 30 GeV annähernd konstant zu sein scheint.

Literaturverzeichnis.

1) R.M. Kalbach, J.J. Lord, C.H. Tsao, Phys. Rev. 113 (1959) 330
2) N.P. Bogachev, S.A. Bunyatov, I.M. Gramenitsky, V.B. Lyubimov, Y. Merekov, M.I. Podgoretsky, V.M. Sidorov, D. Tuvdendorzh, JETP 37 (1960) 872
3) B.P. Bannik, V.G. Grishin, M.Y. Danysh, V.B. Lyubimov, M.J. Podgoretsky, JETP 37 (1960) 1118
4) Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conference on High Energy Physics at Rochester S. 91
5) The Aix-En-Provence Intern. Conference on Elementary Particles, Vol. I, J (1961)
6) B. Dayton, W. Koch, M. Nicolić, H. Winzeler, Helv. Phys. Acta 33 (1960) 544
7) C.C. Dilworth, G.S. Occhialini, R.M. Payne, Nature (London) 162 (1948) 102
8) C.C. Dilworth, G.S. Occhialini, L. Vermaesen, Bull. Centre Phys. Nucl. 13a (1950)
9) C.F. Powell, P.H. Fowler, D.H. Perkins: The Study of Elementary Particles by the Photogr. Method, Pergamon Press (1959), London - New York.
10) W. Hess, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 368
11) V.B. Lyubimov, P.K. Markov, JETP 37 (1960) 651
12) G.v. Dardel, D.H. Frisch, R. Mermod, R.H. Milburn, P.A. Pironé, M. Vivargent, G. Weber, K. Winter, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 333

12a) A. Ashmore, G. Cocconi, A.N. Diddens, A.M. Wetherell, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 576

13) G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, A.M. Wetherell, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 231
14) R. Hagedorn, Nuov. Cim. 15 (1960) 434
15) D.H. Perkins: Cosm. Ray and Elementary Particle Phys.,North Holland Publ. Co. (1960) Amsterdam
16) N.M. Kocharian, G.S. Saakian, Z.A. Kirakosian, JETP 35 (1959) 933
17) E. Fermi, Progr. Theor. Phys. 5 (1950) 570
18) L.v. Lindern, Dissertation München (1961)
19) S. Belenki, L.D. Landau, Fortschr. d. Phys. 3 (1955) 536
20) W. Heisenberg, Z. Phys. 133 (1952) 65;s. auch: Kosmische Strahlung, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1953)

21) S. Takagi, Progr. Theor. Phys. 7 (1952) 123
22) W.L. Kraushaar, L.J. Marks, Phys. Rev. 93 (1954) 326
23) E. Fermi, Phys. Rev. 81 (1951) 683
24) L.D. Landau, Izvestiga Akad. Nauk. SSSR 17 (1953) 51
25) C.C. Dilworth, S.J. Goldsack, T.F. Hoang, L. Scarsi, Nuov. Cim. 10 (1953) 1261
26) T. Lukin, Z.S. Takibaev, E.V. Shalagina, JETP 11 (1960) 776
27) B.J. Edwards, J. Losty, K. Pinkau, D.H. Perkins, J. Reynolds, Phil. Mag. 3 (1958) 237
28) S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, Phys. Rev. 75 II (1949) 1342
29) K. Gatha, R.J. Riddell, Phys. Rev. 86 II (1952) 1035
30) T. Coor, D. Hill, W. Hornyak, L.W. Smith, G. Snow, Phys. Rev. 98 (1955) 1369
31) J.W. Cronin, R. Cool, A. Abashian, Phys. Rev. 107 (1957) 1121
32) M.A. Melkanoff, G.S. Nodvik, D.S. Saxon, Phys. Rev. 106 (1947) 793
33) N.E. Booth, B. Ledley, D. Walker, D.H. White, Proc. Phys. Soc. A 70 (1957) 209
34) A. Barbaro-Galtieri, A. Manfredini, B. Quassiati, C. Castagnoli, A. Gainotti, J. Ortalli, Nuov. Cim. XXI, 3 (1961) 469

Danksagung.

Ich danke Herrn Prof. Heisenberg für die freundliche Aufnahme im Max-Planck-Institut für Physik und für wertvolle Hinweise.

Herrn Dr. Gottstein und Herrn Dr. v. Lindern bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für fördernde Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Herrn Dr. Lock und Herrn Dr. Cocconi von C E R N / Genf sowie Herrn Dr. Winzeler / Bern danke ich für die erwiesene Gastfreundschaft und die Hilfe bei der Exposition.

Dem Max-Planck-Institut für Physik danke ich für die Gewährung eines Stipendiums.

Lebenslauf.

Ich, Harro Göing, wurde am 25. 7. 33 als Sohn des Kaufmannes Harry Göing und seiner Ehefrau Emmy, geb. Antos, in Hannover geboren. Von Ostern 1940 bis Ostern 1948 besuchte ich die Grund- und Mittelschule in Neustadt a./Rbg., dem Wohnsitz meiner Eltern. Die Reifeprüfung legte ich am 26. 2. 54 an der Oberschule in Wunstorf / Hannover ab. Das Studium der Physik begann ich am 30. 4. 54 an der Universität in Göttingen. Am 1. 1. 58 trat ich in das Max-Planck-Institut f. Physik -damals noch in Göttingen befindlich- ein und fertigte dort in der Gruppe von Herrn Dr. Gottstein mit Herrn Prof. Heisenberg als Hauptreferenten und Herrn Prof. Flammersfeld von der Universität Göttingen als Korreferenten eine Diplomarbeit an mit dem Titel: Die elastische und inelastische Streuung von negativen K-Mesonen an freien Protonen bei Energien bis 90 MeV. Das Hauptdiplom in Physik bestand ich am 11. 11. 59 in Göttingen. Im Herbst 1959 begann ich in der gleichen Gruppe mit den Vorarbeiten zu meiner Dissertation über Wechselwirkungen hochenergetischer Protonen an komplexen Kernen, deren experimenteller Teil im Sommer 1960 am 30 GeV - Protonensynchrotron in Genf / C.E.R.N. durchgeführt wurde. Am 5. 4. 61 heiratete ich die phys. techn. Assistentin Astrid Dechow. Auf Vorschlag des Max-Planck-Institutes f. Physik nahm ich im August 1961 an der NATO - Ballon - Expedition zur Erforschung der kosmischen Strahlung im Mittelmeer teil. Im Sommersemester 1961 und im Wintersemester 1961/62 studierte ich an der Universität in München. Seit 1959 bin ich Stipendiat am Max-Planck-Institut f. Physik.